

UNIVERSIDADE FEDERAL DO ESPÍRITO SANTO
CENTRO TECNOLÓGICO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

MÁRCIO FREITAS

**AMPLIFICADORES ÓTICOS A FIBRA SOB
UM AMBIENTE DINÂMICO**

VITÓRIA
AGOSTO, 2006

MÁRCIO FREITAS

**AMPLIFICADORES ÓTICOS A FIBRA SOB
UM AMBIENTE DINÂMICO**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisito parcial para obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Elétrica, na área de concentração em Automação.

Orientador: Prof. Dr. Luiz de Calazans Calmon.
(*in memorian*)

VITÓRIA
AGOSTO, 2006

Dados Internacionais de Catalogação-na-publicação (CIP)
(Biblioteca Central da Universidade Federal do Espírito Santo, ES, Brasil)

F866a Freitas, Márcio, 1973-
Amplificadores óticos a fibra sob um ambiente dinâmico / Márcio
Freitas. – 2006.
159 f.

Orientador: Luiz de Calazans Calmon.
Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Espírito Santo,
Centro Tecnológico.

1. Amplificadores óticos. 2. Comunicações óticas. I. Calmon, Luiz de
Calazans. II. Universidade Federal do Espírito Santo. Centro Tecnológico.
III. Título.

CDU: 621.3

MÁRCIO FREITAS

**AMPLIFICADORES ÓTICOS A FIBRA SOB
UM AMBIENTE DINÂMICO**

Tese submetida ao programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica do Centro Tecnológico da Universidade Federal do Espírito Santo, como requisição parcial para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Elétrica - Automação.

Aprovada em 18 de agosto de 2006.

COMISSÃO EXAMINADORA

Prof. Dr. Luiz de Calazans Calmon
Universidade Federal do Espírito Santo
Orientador (in memorian)

Prof. Dr. Andrés Pablo López Barbero
Universidade Federal Fluminense

Prof. Dr. Moisés Renato Nunes Ribeiro
Universidade Federal do Espírito Santo

Prof. Dr. Maria José Pontes
Universidade Federal do Espírito Santo

Prof. Dr. Marcelo Eduardo Vieira Segatto
Universidade Federal do Espírito Santo

Prof. Dr. Antônio Manoel Ferreira Frasson
Universidade Federal do Espírito Santo

Dedico esta tese à toda minha família – em especial à minha esposa Vivianne –
e ao meu orientador Luiz de Calazans Calmon (*in memoriam*)

AGRADECIMENTOS

Dedico meus sinceros agradecimentos:

- Aos professores Moisés e Maria José Pontes pela ajuda ao longo deste trabalho;
- Aos amigos do Labtel;
- Aos amigos Jackson e Sidney pelo apoio neste trabalho;
- À Vivianne e a Linda por toda paciência e apoio;
- À minha família por estarem sempre comigo.

SUMÁRIO

Capítulo 1 – Introdução

1.1. Amplificadores Óticos.....	17
1.2. Eventos Dinâmicos em Redes	18
1.3. Configuração dos Amplificadores a Fibra.....	20
1.4. Objetivos, Motivações e Contribuições.....	22
1.5. Escopo da Tese	24
1.6. Publicações	24
Referências	26

Capítulo 2 – Amplificadores Óticos a Fibra

2.1. Introdução	27
2.2. Princípio de Funcionamento do EDFA	27
2.3. Equações de Propagação e Taxa em uma Fibra Dopada com Érbio....	29
2.3.1. Fator de <i>overlap</i>	32
2.3.2. Equações de taxa e propagação “Giles-Desurvire”	34
2.3.3. Amplificação na banda L (Absorção sequencial de dois fótons) ..	37
2.4. Outros Amplificadores Óticos a Fibra Dopada	40
2.4.1. Amplificador a fibra dopada com itérbio.....	40
2.4.2. Modelo numérico para a fibra dopada com itérbio	42
2.4.3. Amplificador a fibra dopada com érbio e itérbio	45
2.4.4. Modelo numérico para a fibra codopada com Er e Yb	45
2.5. Amplificadores a Fibra Raman	49
2.5.1. Modelagem numérica de RFAs.....	52
2.5.2. RFA em um regime desconsiderando a depleção do bombeio....	53
2.5.3. Ganho e ruído em RFAs	55
2.5.4. A influência da polarização no ganho dos RFAs.....	57
2.5.5. Dependência da temperatura.....	57
2.5.6. Espalhamento duplo de Rayleigh	58
2.6. Sumário	59
Referências	61

Capítulo 3 – Comportamento Dinâmico dos Amplificadores Dopados com Terras Raras

3.1. Introdução	63
3.2. Efeitos Dinâmicos nas Fibras Dopadas com Érbio.....	63

3.2.1. Modelos numéricos dinâmicos.....	64
3.2.2. Transientes de potência em EDFAs.....	68
3.2.3. Transientes de potência em EDFAs na banda L.....	70
3.2.4. Transientes de potência em uma cascata de EDFAs	74
3.3. Efeitos Dinâmicos e de Propagação nas Fibras Dopadas com Itérbio..	77
3.4. Efeitos Dinâmicos e de Propagação nas Fibras Codopadas com ErYb	83
3.5. Sumário	85
Referências	87

Capítulo 4 – Otimização do Controle de Transientes em EDFAs

4.1. Introdução	88
4.2. Métodos de Controle de Transientes.....	88
4.2.1. Controle do laser de bombeio	89
4.3. Otimização do Controle de Transientes	93
4.3.1. Implementação do método de otimização através dos algoritmos genéticos.....	95
4.3.2. Sistema de controle	97
4.3.3. Exemplos de EDFAs com controle de transientes otimizado.....	98
4.4. Otimização do Controle de Transientes Usando-se mais de um Laser de Bombeio	103
4.5. Sumário	105
Referências	106

Capítulo 5 - Comportamento Dinâmico e o Controle de Transientes em Amplificadores a Fibra Raman

5.1. Introdução	107
5.2. Efeitos de Propagação entre os Sinais em um RFA.....	107
5.3. O Modelo Dinâmico para RFA.....	111
5.3.1. Transientes de Potência no RFA	111
5.3.2. Transientes de potência no RFA em função do comprimento da fibra	118
5.4. Controle de Transientes em Amplificadores Raman	120
5.4.1. Esquemas de Bombeio Usando Múltiplos Lasers.....	121
5.4.2. Controle de transientes em amplificadores Raman com multi-bombeio	124
5.5. Sumário	129
Referências	131

Capítulo 6 - Conclusão

6.1. Conclusões e contribuições.....	132
6.2. Sugestões para Futuros Trabalhos	134

APÊNDICE A	134
APÊNDICE B	142
APÊNDICE C	145

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. 1 – Rede com conexões em (a) $t = t_0$ e (b) $t = t_1$, após uma falha no enlace 37.....	19
Figura 1. 2 – Diagrama de blocos de um EDFA.....	21
Figura 1. 3 – Configuração de um amplificador Raman com bombeio contra-propagante.	22
Figura 2. 1 – Descrição simplificada do processo de amplificação utilizando o íon de érbio.	28
Figura 2. 2 – (a) Diagrama simplificado dos níveis de energia do Er^{3+} , e (b) seções de choque de absorção e emissão.....	30
Figura 2. 3 – Fator de confinamento calculado usando-se diferentes métodos.	33
Figura 2. 4 – Configuração genérica de um sistema com bombeio co e contra-propagante.	35
Figura 2. 5 – Coeficientes de ganho e absorção medidos para fibra dopada.....	36
Figura 2. 6 – Ganho e figura de ruído medidos (símbolos sólidos) e simulados (símbolos abertos) para o bombeio em 1472 nm com três comprimentos de fibra dopada: 13.4 m (quadrados), 15.3 m (círculos), e 19.1 m (triângulos).	36
Figura 2. 7 - Ganho e figura de ruído medidos (símbolos sólidos) e simulados (símbolos abertos) para o bombeio em 980 nm e três comprimentos de fibra dopada: 13.4 m (quadrados), 15.3 m (círculos), e 19.1 m (triângulos)..	37
Figura 2. 8 – Diagrama simplificado com os níveis e transições de energia do Er^{3+}	38
Figura 2. 9 – (a) Ganho e (b) figura de ruído considerando o efeito ESA (símbolos abertos) ou não (símbolos fechados) para três grupos de sinais com potência de entrada diferente.....	39
Figura 2. 10 - Ganho e figura de ruído medidos (triângulos) e simulados (quadrados) para três grupos de sinais com potência de entrada diferente. (a) Grupo 1, (b) Grupo 2 e (c) Grupo 3.	40
Figura 2. 11 - Diagrama de níveis de energia do itérbio com dois níveis de energia $^2F_{7/2}$ e $^2F_{5/2}$	41
Figura 2. 12 – Seções de choque de absorção e emissão típicas para uma fibra dopada com itérbio.	42
Figura 2. 13 – Espectro de ganho para três comprimentos de onda de bombeio.	44
Figura 2. 14 - Espectro de ganho para o bombeio contra-propagante em 920 nm e três potências de bombeio. .	44
Figura 2. 15 - Ganho e potência de saída ASE para dois comprimentos de onda de sinal: 975 nm (representado por quadrados) e 1040 nm (representado por círculos).....	45
Figura 2. 16 – Representação dos níveis de energia para o sistema $Er^{3+} - Yb^{3+}$	46
Figura 2. 17 – (a) Configuração do sistema usado para validação do modelo do amplificador. (b) Ganho do amplificador encontrado experimentalmente e simulado para diferentes comprimentos de fibra.	49
Figura 2. 18 – Processo de espalhamento Raman. (a) Diagrama esquemático e (b) geração das ondas de stokes e anti-stokes.	50
Figura 2. 19 – Ganho Raman normalizado para sinal e bombeio polarizados perpendicularmente e em paralelo.	51
Figura 2. 20 – Coeficiente de ganho Raman normalizado para um fibra de sílica.	53

Figura 2. 21 – Configuração geral dos amplificadores a fibra Raman com possibilidade de bombeio co-propagante, contra-propagante e bidirecional.	53
Figura 2. 22 – Ganho obtido usando-se uma fibra DCF como amplificador Raman.	54
Figura 2. 23 – Ganho do amplificador para diferentes comprimentos de fibra DCF.	55
Figura 2. 24 – (a) Ganho on-off e (b) e ruído gerado pelo RFA em função do comprimento da fibra.	56
Figura 2. 25 – Ganho on-off em função da potência de entrada do sinal e da potência de bombeio.	57
Figura 2. 26 – Espectro da figura de ruído em um RFA para três temperaturas.	58
Figura 2. 27– Potência gerada pelo espalhamento duplo de rayleigh em 1550 nm em função da posição do isolador no amplificador Raman distribuído. (a) Bombeio co-propagante e (b) bombeio contra propagante.	59
Figura 3. 1 – Configuração do sistema usado para simular a inserção e retirada de canais em um sistema WDM.	66
Figura 3. 2 – Evolução da excursão da potência de saída para o sinal “sobrevivente” em 1554 nm com a retirada e inserção de 1, 2, 3, 4, 5, 6 e 7 canais. Resultados medidos e simulados usando (a) o modelo “geral” e (b) usando o modelo de “inversão média”. (cada curva foi deslocada horizontalmente para facilitar a visualização).	67
Figura 3. 3 – Configuração simplificada do sistema simulado para diferentes formas de bombeio.	68
Figura 3. 4 – Curva de ganho do sinal em 1550 nm em função da potência de entrada por canal.	69
Figura 3. 5– Tempo para a excursão de potência atingir 1 dB após a retirada do sinal para diferentes potências de entrada por canal.	70
Figura 3. 6 - (a) Evolução da ASE total <i>forward</i> e distribuição da população n_2 normalizada ao longo da fibra dopada. (b) Visualização da geração e propagação da ASE forward ao longo da fibra em toda banda simulada.	72
Figura 3. 7 - Evolução da excursão de potência do sinal “sobrevivente” e 1586.45 nm com a retirada e inserção de 8, 10 e 12 canais.	73
Figura 3. 8 - Evolução da excursão de potência do sinal “sobrevivente” e 1586.45 nm com a retirada e inserção de 8, 10 e 12 canais.	74
Figura 3. 9 – Configuração do sistema WDM simulado contendo um conjunto de amplificadores em série.	74
Figura 3. 10 – Evolução da excursão de potência em um sinal “sobrevivente” após passar por uma sequência de EDFAs. (a) Cinco primeiros EDFAs e (b) os cinco EDFAs finais.	75
Figura 3. 11 - Evolução da excursão de OSNR em um sinal “sobrevivente” após passar por uma sequência de EDFAs.	76
Figura 3. 12 – Evolução da inversão média da população de íons na sequência de amplificadores.	77
Figura 3. 13 – Configuração do master oscillator power amplifier (MOPA).	78
Figura 3. 14 – (a) Espectro do sinal na saída de cada estágio de amplificação no MOPA. (b) Espectro do sinal na entrada e na saída obtido experimentalmente (Ref. [10]).	79
Figura 3. 15 - Espectro do sinal na saída do MOPA com diâmetro do núcleo na fibra do último estágio reduzido.	80
Figura 3.16 – Formato do pulso super-Gaussiano na saída do amplificador para diferentes taxas de repetição. (b) Variação da potência de pico e da largura do pulso na saída do amplificador (taxa de repetição de 30 KHz) em função da área da primeira casca.	82
Figura 3. 17 - Formato do pulso super-Gaussiano na saída do amplificador em função das taxas de repetição (Ref. [12]).	82
Figura 3. 18 - Configuração do sistema usado na simulação da mistura de quatro ondas em uma fibra dopada.	83

Figura 3.19 – (a) Curva de ganho e inversão da população ao longo da fibra. (b) Espectro de saída do amplificador com dois sinais em 1553 nm e 1554 nm.....	84
Figura 3. 20 - Espectro de saída do amplificador com dois sinais em 1553 nm e 1554 nm (Ref [13])..	84
Figura 3. 21 - Evolução da excursão de potência do sinal “sobrevivente” em 1550.8 nm após a retirada/inserção de 8 e 4 canais.	87
Figura 4. 1– Curvas de ganho do sinal em função da potência de bombeio e para diferentes valores de potência de entrada para o sinal.....	89
Figura 4. 2 – Transientes de potência, em uma sequência de EDFAs sem controle de transiente, causado pela inserção e retirada de canais. (a) sinal “sobrevivente” em 1551,6 nm e (b) sinal “sobrevivente em “1563 nm.	90
Figura 4. 3 - Transientes de potência em uma sequência de EDFAs com controle de bombeio e monitorando um canal “sobrevivente”. (a) sinal “sobrevivente em “1551,6 nm e (b) sinal “sobrevivente em “1563 nm.	92
Figura 4. 4 – Transientes de potência em uma sequência de EDFAs com controle de bombeio e monitorando a relação entre a potência de bombeio de entrada e saída. (a) sinal “sobrevivente em “1551,6 nm e (b) sinal “sobrevivente” em 1563 nm.	93
Figura 4. 5 – Descrição do procedimento utilizado para realização do algoritmo genético aplicado ao problema de otimização dos parâmetros de controle do EDFA.	96
Figura 4. 6 - Representação binária de um indivíduo (Controlador PD) com 2 cromossomos, cada um contendo 40 genes ou bits.	96
Figura 4. 7– Configuração do sistema WDM contendo uma cadeia de amplificadores EDFA.....	98
Figura 4. 8– Transiente de potência, causados pela retirada de canais do sistema, em uma cadeia de EDFAs sem controle de transientes.....	99
Figura 4. 9– (a) Transientes de potência em uma sequência de EDFAs controlados tendo os mesmos parâmetros de controle. (b) Região de 90 us à 160 us ampliada.	100
Figura 4. 10- (a) Transientes de potência em uma sequência de EDFAs controlados tendo os mesmos parâmetros de controle sido otimizados para os amplificadores 1 à 5. (b) Região de 95 us à 140 us ampliada..	101
Figura 4. 11 - Transientes de potência em uma sequência de EDFAs com controle de bombeio otimizado e monitorando a relação entre a potência de bombeio de entrada e saída. (a) sinal “sobrevivente em “1551.6 nm e (b) sinal “sobrevivente” em 1563 nm.	103
Figura 4. 12 - Transientes de potência em um EDFA com bombeio bidirecional sem controle de transientes e com controle de transientes otimizado. (a) sinal “sobrevivente em “1541.6 nm e (b) sinal “sobrevivente” em 1556 nm.	104
Figura 5. 1 – Penalidade em função do ganho do amplificador Raman considerando (linear + SPM) ou não (linear) o efeito não-linear de auto-modulação de fase.	109
Figura 5. 2 - Penalidade em função do ganho do amplificador Raman considerando ou não os efeitos não-lineares de auto-modulação e modulação cruzada de fase.....	110
Figura 5. 3 – Espectro dos sinais de saída em um RFA (a) quando os efeito não-lineares são considerados e (b) quando os efeitos não-lineares não são considerados.	110
Figura 5. 4 – Configuração do sistema WDM com 16 canais e amplificação Raman.....	112
Figura 5. 5 – (a) Atenuação e (b) atraso de grupo característico das fibras usadas na simulação.	112
Figura 5. 6 – Ganho do canal em 1550.4 nm em função da potência de entrada do sinal.	113
Figura 5. 7 - (a) Sinal ótico em 1544 nm para representar a retirada/inserção de canais. (b) Espectro dos sinais depois de multiplexados.....	113

Figura 5. 8 - Potência dos 16 canais na saída do RFA antes do chaveamento dos canais.....	114
Figura 5. 9 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DCF com bombeio contra-propagante.	114
Figura 5. 10 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DCF com bombeio co-propagante.	115
Figura 5. 11 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DCF com bombeio bidirecional.	116
Figura 5. 12 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DSF com bombeio contra-propagante.....	116
Figura 5. 13 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DSF com bombeio co-propagante.....	117
Figura 5. 14 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DSF com bombeio bidirecional.	118
Figura 5. 15 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DCF com bombeio contra-propagante para diferentes comprimentos de fibra DCF usados.....	119
Figura 5. 16 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-NZDSF com bombeio contra-propagante para diferentes comprimentos de fibra NZDSF usados.....	119
Figura 5. 17- Excursão da potência de saída do canal sobrevivente em 1546 nm para o RFA com controle e sem controle de transientes e a excursão da potência de entrada de bombeio quando o sistema é controlado.	121
Figura 5.18 - Configuração de um amplificador Raman com multi-bombeio.....	122
Figura 5. 19 – Ganho e figura de ruído efetiva para o sistema com multi-bombeio.	122
Figura 5. 20 – Evolução da aptidão máxima e média da população ao longo de diversas gerações.....	123
Figura 5. 21 - Ganho e figura de ruído efetiva para o sistema com multi-bombeio.	124
Figura 5. 22 – Excursão de potência em 16 canais “sobreviventes”.	125
Figura 5. 23 – Excursão de potência em vários canais “sobreviventes” quando o RFA apresenta controle de transientes.	125
Figura 5. 24 – Excursão da potência de entrada dos lasers de bombeio.	126
Figura 5. 25 – Excursão de potência em 16 canais “sobreviventes”.	126
Figura 5. 26 - Excursão de potência em vários canais “sobreviventes” quando o RFA apresenta controle de transientes.....	127
Figura 5. 27 – Potência de saída normalizada para os 32 canais amplificados com as duas configurações de bombeio.	128
Figura 5. 28 - Excursão de potência em vários canais “sobreviventes” quando o RFA apresenta controle de transientes.....	128
Figura 5. 29 – Excursão de potência em vários canais “sobreviventes” quando o RFA apresenta controle de transientes.....	129

LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIATURAS

A_{eff}	Área efetiva da região dopada ou area efetiva da fibra
a	Raio do núcleo da fibra
b	Raio da região dopada
C	Fator de captura do espalhamento Rayleigh
C_{UP} ou U_c	Coeficiente de conversão ascendente
C_{CR}	Coeficiente de relaxação cruzada
$G_{\text{on-off}}$	Ganho obtido sem a inclusão da atenuação da fibra
g	Coeficiente de ganho
g_r	Coeficiente de ganho Raman
$g_{r\text{Nor}}$	Coeficiente de ganho Raman normalizado
h	Constante de Planck
k_r	Constante de Rayleigh
K_{eff}	Fator de polarização
K	Número relativo de <i>clusters</i> na fibra dopada
L	Comprimento da fibra
L_{eff}	Comprimento efetivo de interação
l	Perdas na fibra
m_k	Número de íons por <i>cluster</i>
n_i	Densidade populacional de íons na fibra dopada
$n_{2\text{Avg}}$	Densidade média populacional de íons ao longo da fibra
n_{spk}	Fator de emissão espontânea
NA	Abertura numérica
NF_{eff}	Figura de ruído efetiva
T	Temperatura
v_g	Velocidade de grupo
α	Coeficiente de absorção
σ_a	Seção de choque de absorção
σ_e	Seção de choque de emissão
σ_{ESA}	Seção de choque de ESA
τ	Tempo de vida do íon no nível meta-estável
ζ	Parâmetro de saturação
Γ	Fator de confinamento (fator de overlap)
$i_k(r, \phi)$	Intensidade ótica normalizada
$I_k(r, \phi, z)$	Distribuição da intensidade ótica
P_{0k}	Potência da emissão espontânea
P_k	Potência do sinal
ν_k	Frequência do sinal
b_{eff}	Raio efetivo da região dopada
V	Frequência normalizada
w	Raio modal
α_{EL}	Perdas devido a impurezas
γ	Coeficiente de espalhamento Rayleigh
α_{RS}	Perdas devido ao espalhamento de Rayleigh

n_{core}
 n_{clad}

Índice de refração do núcleo
Índice de refração da casca

ASE	Emissão espontânea amplificada
DRB	Espalhamento duplo de Rayleigh
EDFA	Amplificador a fibra dopada com érbio
ESA	Absorção seqüencial de dois fótons
EYDFA	Amplificador a fibra dopada com érbio e itérbio
FWM	Mistura de quatro-ondas
HUC	Conversão ascendente cooperativa
PD	Proporcional-diferencial
RFA	Amplificador a fibra Raman
SPM	Auto-modulação de fase
SRS	Espalhamento estimulado de Raman
XPM	Modulação cruzada de fase
YDFA	Amplificador a fibra dopada com itérbio
WDM	Multiplexação por divisão de comprimento de onda

RESUMO

Os avanços recentes da tecnologia WDM que possibilitam a inserção e retirada de canais, e efetivamente o surgimento das redes óticas chaveadas e roteadas por comprimento de onda, fizeram surgir uma nova rede WDM reconfigurável. Este novo meio dinâmico traz consigo, além dos já conhecidos fatores de distorção no meio de transmissão (dispersão cromática, efeitos não-lineares, PMD, ASE, etc), novos efeitos relacionados ao chaveamento de canais que podem afetar seriamente o desempenho do sistema. Outros fatores de distorção, se devem ao desenvolvimento de novos amplificadores óticos (utilizados em diversas aplicações) que possibilitam a obtenção de altos valores de potência de saída e com isso conduz a um aumento do impacto dos efeitos não-lineares na propagação dos sinais em diferentes aplicações sistêmicas.

Os amplificadores óticos a fibra utilizados neste trabalho foram o amplificador a fibra dopada com érbio, o amplificador a fibra dopada com itérbio, amplificador a fibra dopada com érbio-itérbio e os amplificadores a fibra Raman. Para isto, modelos numéricos apropriados a cada ambiente e a condição de cada amplificador foram implementados.

Este trabalho analisa através de simulações como estes amplificadores óticos a fibra, e consequentemente o desempenho dos sistemas, podem ser afetados pelo ambiente dinâmico de uma rede, e apresentam-se contribuições para o estudo da evolução dos transientes gerados pelos amplificadores nas diferentes bandas de transmissão, configurações de amplificação e em diversas aplicações. São também apresentados contribuições para a otimização dos métodos de controle que visam reduzir os transientes de potência gerados pelos amplificadores óticos devido ao chaveamento de canais no sistema.

É também analisado o impacto das altas potências geradas no processo de amplificação de alguns amplificadores a fibra (YDFA e EYDFA), onde são apresentados contribuições para o estudo da influência dos efeitos não-lineares na propagação dos sinais óticos ao longo do amplificador.

ABSTRACT

The recent advance in WDM technologies with the ability of add, drop and in effect construct wavelength-switched and wavelength-routed networks has brought a new dynamic-reconfigurable WDM network. This dynamic environment brings, besides the already well-known transmission impairments (such as chromatic dispersion, nonlinear effects, PMD, ASE, etc), a new set of impairments related to the add-drop possibilities that could severely degrade the system performance. Furthermore, the development of new optical amplifiers that could reach high output power values has also brought an increasing impact of nonlinear effects in the signal propagation at different applications.

The optical fiber amplifiers presented in the study are the erbium-doped fiber, the ytterbium-doped fiber amplifier, the erbium-ytterbium codoped fiber amplifier and the Raman fiber amplifiers. For this study, appropriate numeric models for each amplifier were implemented.

This work investigates by numerical simulation how the optical fiber amplifiers and consequently the system performance are affected by the dynamic-reconfigurable traffic. Some contributions about the study of the power transient evolution generated by the optical amplifiers in different transmission bandwidths, under different amplifier configurations and in different applications are presented. It is also presented a contribution for the optimization of control methods to minimize the power transients generated by the optical amplifiers due the add-drop of channels in the system.

Moreover, this work also analyzes the impact of high powers generated in the amplification process, and presents some contributions for the study of the nonlinear effects in the signals propagation through the amplifier.

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1 Amplificadores Óticos

Os sistemas de comunicações óticas têm desempenhado um papel central nas redes de telecomunicações durante as últimas duas décadas baseando-se na utilização das fibras óticas de baixas perdas [1][2]. Seguindo o processo de evolução destes sistemas óticos, a partir da metade da década de 90, a multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM) começou a ser desenvolvida e empregada como um meio efetivo de aumentar a capacidade das infra-estruturas com fibras já existentes e assim lidar com o aumento da demanda de tráfego.

A introdução da tecnologia WDM foi possível devido ao desenvolvimento dos amplificadores óticos, em particular o amplificador a fibra dopada com érbio (EDFA) [3], reportado primeiramente em 1987 [4], o qual revolucionou a área de comunicações óticas com seu alto ganho, baixa figura de ruído, e tendo como característica mais importante sua capacidade de amplificar simultaneamente vários sinais óticos em uma única fibra. Inicialmente utilizado na amplificação da banda que aproximadamente vai de 1530 nm até 1565 nm (banda C), a partir do final da década de 90 estes amplificadores passaram a ser projetados para amplificar os sinais óticos em um banda que iria de 1570 nm a 1600 nm (banda L), aumentando assim a capacidade de transmissão dos sistemas WDM.

Devido à banda de transmissão das fibras de baixas perdas ser muito mais larga do que a banda de amplificação fornecida pelos EDFAs, o interesse em amplificadores óticos capazes de operar em outras bandas aumentou com a procura por uma maior capacidade de transmissão. Uma solução para o aumento desta banda de transmissão é a utilização do amplificador a fibra Raman (RFA), que apresenta sua banda de ganho definida pelo comprimento de onda dos sinais de bombeio. Este comportamento diferente dos amplificadores a fibra dopada com terras raras que dependem das bandas de energia dos íons dopantes. O princípio de amplificação Raman em fibra óticas foi confirmado por Stolen e Ippen em [5], e foi verificado experimentalmente em [6]. Embora, o princípio de funcionamento tenha sido compreendido há décadas [7], a necessidade de lasers de alta potência atrasou o desenvolvimento dos RFAs e deu-se prioridade aos EDFAs. Entretanto, a pesquisa com amplificadores Raman continuou e o desenvolvimento dos lasers de bombeio de alta potência levou ao surgimento dos RFAs, que apresentam grandes vantagens em relação aos EDFAs: baixa figura de ruído, a banda é determinada pelo comprimento de onda dos lasers de bombeio, e a existência do ganho Raman em todas as fibras óticas [8].

Além dos amplificadores a fibra dopada com érbio, novos amplificadores a fibra dopada com outros elementos terra raras também foram desenvolvidos para aproveitar a banda total utilizável da fibra ótica. Um destes amplificadores é o amplificador a fibra dopada com itérbio (YDFA), que apresenta largas bandas de absorção/emissão (de 850 nm a 1200 nm) e pode ser usado em diversas

aplicações que vão desde a utilização no bombeio de outros amplificadores até as comunicações óticas espaciais [12]. O itérbio, além de ser utilizado sozinho, também foi utilizado para codopar fibras óticas dopadas com érbio (operando na janela de 1550 nm), surgindo desta forma o amplificador a fibra dopada com érbio e itérbio. Neste caso, o itérbio aumenta a capacidade de absorção da potência de bombeio, e usando o efeito de relaxação cruzada [11] permite a obtenção de altas potências de saída nos amplificadores óticos.

1.2 Eventos Dinâmicos em Redes

Nas atuais redes de transporte, as chaves digitais eletrônicas realizam a comutação. Entretanto, no futuro é esperado que os comutadores óticos (OXC) e multiplexadores *add-drop* óticos (OADM) desempenhem a função de roteamento, assumindo o papel hoje realizado pelos equipamentos SDH/SONET (*Synchronous Digital Hierarchy*) no nível mais baixo da presente arquitetura de redes. Portanto, deve-se notar que os projetos das novas gerações de redes óticas levarão em consideração as propriedades e limitações das fibras óticas e outros componentes óticos de forma que os protocolos e algoritmos possam aproveitar todo o potencial dos sistemas WDM. A consideração das arquiteturas WDM e protocolos de um ponto de vista muito simplificado, ideal, ou tradicional de *networking* pode levar à realização de suposições não realistas sobre a propriedade das fibras e componentes óticos [2]. E portanto, resultar em um projeto pouco viável de difícil realização. Esta mesma precaução deve ser tomada no caso de recuperação de falhas em uma rede ótica com capacidade de restauração. No caso de uma falha, há a possibilidade que um novo caminho ótico encontrado possa não ser viável devido ao acúmulo de degradações atingido em cada enlace em consequência do novo caminho ótico [10].

Para que se possa visualizar alguns destes problemas, é mostrado na Figura 1. 1 uma hipotética rede WDM dinâmica reconfigurável. Em um determinado tempo t_0 , veja Figura 1. 1.a, a rede apresenta três conexões: A-C passando pelo caminho ótico 1234, A-E passando pelo caminho ótico 1237; e finalmente B-D passando pelo caminho 5674. Em t_1 o sistema sofre uma falha no enlace 37 e após a reconfiguração da rede, a conexão A-E passa a usar o caminho 1267, veja Figura 1. 1.b. Além dos possíveis acúmulos de efeitos lineares (dispersão, atenuação, etc...) e não-lineares (auto-modulação de fase, modulação cruzada de fase, mistura de quatro ondas, etc...) devido ao novo caminho ótico, a conexão ainda poderia sofrer mudanças com relação ao ruído acumulado e os transientes de potência que afetariam tanto a conexão A-E, quanto a conexão B-D (devido ao aumento da potência de entrada no enlace 67) e A-C (devido a diminuição da potência de entrada no enlace 23). Supondo que cada conexão contém 8 canais (comprimentos de onda) com potência média similar por canal, a falha do sistema e sua reconfiguração causariam a diminuição do número de canais se propagando no enlace 23 e a potência de entrada nos amplificadores deste enlace cairia pela metade, já que metade dos canais passando por este enlace foram redirecionados por outro caminho. No enlace 67 aconteceria o oposto, a potência de entrada nos amplificadores seria dobrada. Com isso em ambos os casos haveria o aparecimento dos transientes de potência devido a inserção e retirada de canais nos enlaces.

Devido a isto, os amplificadores óticos devem ser projetados ou incluir dispositivos que diminuam a amplitude e a duração dos transientes de potência quando a quantidade de canais sofre variações em um enlace, tornando assim o sistema mais robusto.

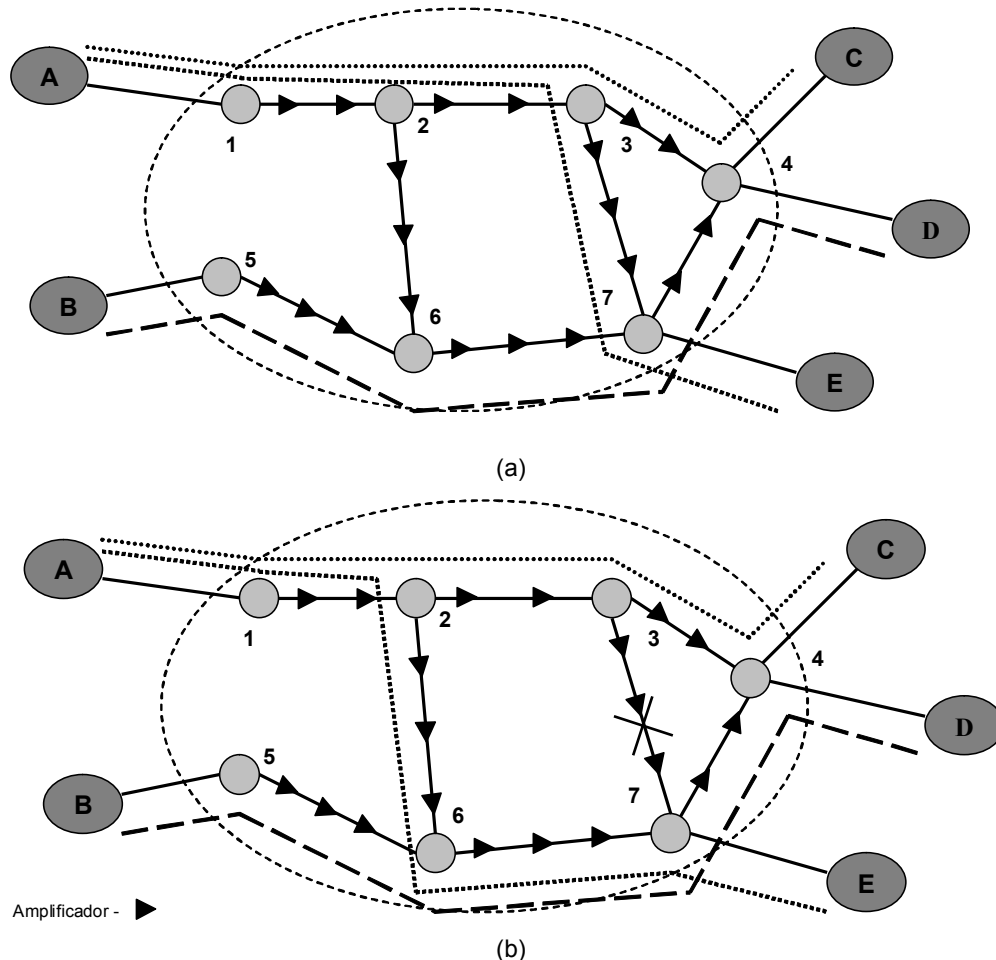


Figura 1. 1 – Rede com conexões em (a) $t = t_0$ e (b) $t = t_1$, após uma falha no enlace 37.

Em [14] a performance dos canais em uma rede ótica é avaliada quando transientes gerados no sistema propagam-se pela rede. Para isto medidas experimentais foram realizadas de forma a avaliar a taxa de erro nos canais carregando dados com taxa de 2,5 Gb/s. Os canais interagem entre si devido à modulação cruzada de ganho nos EDFAs. Estes EDFAs apresentam um sistema de controle de transientes que procura manter o ganho dos canais estável através do controle da potência de bombeio. Neste caso, o número de canais presentes no EDFA é determinado e então a potência de bombeio é ajustada para manter a potência de saída por canal no valor desejado. O tempo para iniciar esta correção do bombeio (tempo de atraso) é de no mínimo 100 us e leva mais de 5 ms para terminar esta correção.

A medida do erro foi feita utilizando-se um conjunto de teste SONET em um canal que propaga-se entre dois nós (atravessando seis EDFAs) enquanto um canal é retirado do sistema. A retirada deste canal é simulada através da modulação do canal por uma forma de onda quadrada em uma determinada frequência. O tempo de transição on-off deste canal é equivalente a frequência de

modulação do canal. A potência de entrada do canal modulado era de +3 dBm. Os resultados medidos são apresentados na Tabela 1.1.

Tabela 1.1 – BER em função da velocidade da retirada do canal (tempo de transição) Ref. [14]

Tempo de transição	BER
Sem transiente	Sem erros (para $t > 5$ minutos)
300 Hz 33 us (tempo de transição)	10^{-12}
500 Hz 20 us (tempo de transição)	10^{-8}
700 Hz	10^{-6}
1000 Hz 10 us (tempo de transição)	Perda intermitente do quadro; Alta taxa de erro
3024 Hz	Perda completa do quadro e todos os dados (BER = 1)

Como pode ser visto, a diminuição do tempo de transição causou um aumento considerável da taxa de erro. Este tempo de transição está ligado ao transiente gerado e o que impacta na eficiência de atuação do método de controle. Estes resultados demonstram que o método de controle deve ser otimizado de forma a melhorar o desempenho da rede ótica.

1.3 Configuração dos Amplificadores a Fibra

Os amplificadores óticos permitem que as informações sejam transmitidas por longas distâncias sem a necessidade do uso de repetidores convencionais que necessitam da conversão eletro-ótica. No caso dos amplificadores a fibra dopada com um elemento de terra rara, ao receberem energia de uma laser de bombeio, permitem amplificar a luz em comprimentos de onda específicos. O efeito que possibilita esta amplificação é a emissão estimulada, observada por exemplo na fibra dopada com érbio quando esta é bombeada por lasers de 980 nm e 1480 nm. Os EDFAs, onde o elemento de terra rara é o érbio, amplifica a luz na janela de 1550 nm após receberem energia dos lasers de bombeio operando em 980 nm e 1480 nm. Além da emissão estimulada, outro fator importante é a emissão espontânea que origina a ASE (ruído) nos dois sentidos de propagação, co e contra-propagante, e apresenta uma influência na escolha na configuração do EDFA. Na Figura 1. 2 é mostrado a configuração de um amplificador EDFA com bombeio bidirecional que inclui todos os componentes normalmente utilizados nos atuais EDFAs.

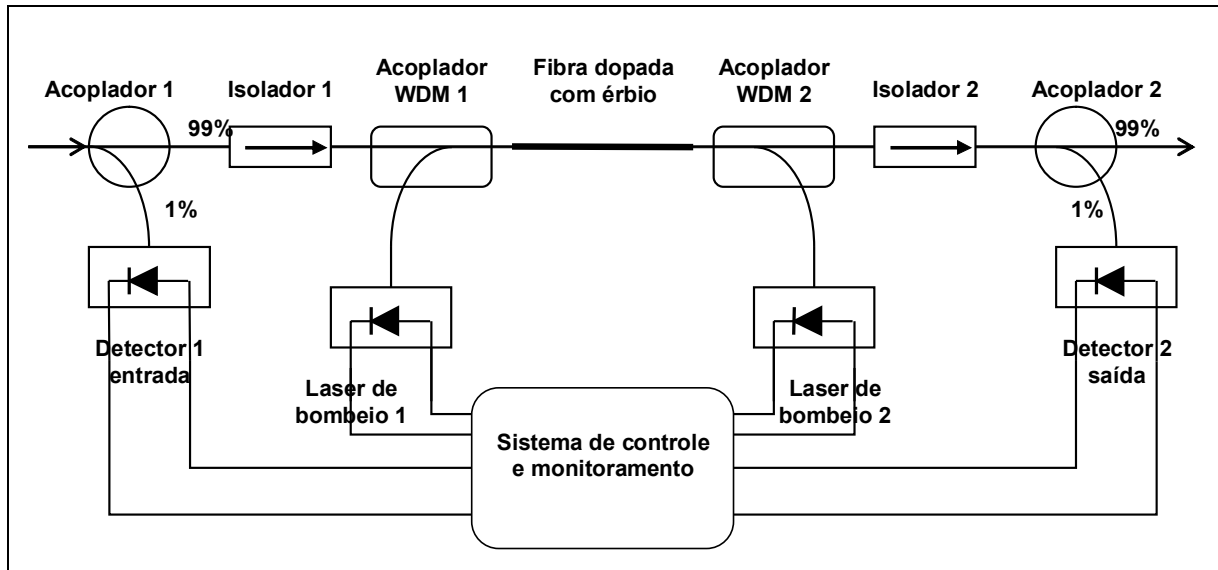


Figura 1. 2 – Diagrama de blocos de um EDFA.

O acoplador de entrada, acoplador 1, permite o monitoramento do sinal de entrada através do detector 1. O isolador de entrada, isolador 1, está quase sempre presente e evita reflexões ou a presença de ASE contra-propagante. O acoplador WDM 1 está sempre presente (para o bombeio co-propagante) e fornece um meio de injetar a potência de bombeio co-propagante na fibra dopada com érbio. Ele também permite que o sinal seja acoplado à fibra dopada com mínimas perdas óticas. O acoplador WDM 2 está presente somente se o bombeio é bidirecional (ou contra-propagante), e acopla o laser de bombeio 2 contra-propagante à outra ponta da fibra dopada. O isolador de saída, isolador 2, está quase sempre presente e evita as reflexões vindas do sistema. O acoplador 2 é opcional e junto com o detector 2 faz o monitoramento do sinal na saída do EDFA. Também pode ser incluído na saída deste amplificador um filtro ótico para equalizar o ganho do amplificador, conseguindo desta forma aumentar a banda de amplificação aproveitável. Através do monitoramento dos sinais na entrada e na saída do amplificador, o sistema de controle pode ajustar a corrente dos lasers de bombeio e assim fixar o ganho ou a potência de saída dos sinais óticos.

Uma outra configuração também comum é o EDFA de dois estágios. Neste caso, dois estágios de fibra dopada com érbio são utilizadas e pode-se dizer que 2 EDFAs são projetados simultaneamente, com a saída do primeiro estágio sendo conectada diretamente à entrada do segundo estágio. É comum haver a inserção de elementos inter-estágio, tais como isoladores para evitar a propagação de ASE contra-propagante ou pode haver a inserção de um filtro ótico para equalizar o ganho do amplificador, ou ainda utilizar uma fibra DFC (dispersion compensation fiber) para minimizar efeitos de dispersão e melhorar o desempenho do sistema para taxas iguais ou maiores de 10 Gb/s. Há também a possibilidade da utilização de amplificadores em paralelo de forma que cada EDFA possa amplificar uma banda ótica diferente (banda C + banda L), o que possibilita um maior número de comprimentos de onda serem transmitidos [11].

Estas configurações são configurações convencionais. Embora haja um número variado de configurações, tais como amplificador ótico de dupla passagem [13], os componentes óticos destacados aqui são quase sempre os mesmos utilizados. Os outros tipos de amplificadores a fibra

dopada (érbio-itérbio e itérbio) podem apresentar uma configuração similar, entretanto, o acoplamento dos sinais de bombeio podem apresentar variações.

O amplificador ótico Raman se baseia em um princípio totalmente diferente dos amplificadores a fibra dopada. Os RFAs utilizam o espalhamento Raman (espalhamento Raman estimulado - SRS) para obter o ganho ótico na fibra. Nestes sistemas, à medida que o sinal se propaga na fibra, parte da energia seria transferida dos sinais com comprimento de onda mais curtos, que funcionam como sinais de bombeio, aumentando assim a amplitude dos sinais de comprimentos de onda mais longos. A Figura 1. 3 mostra uma topologia possível para um típico amplificador Raman contra-propagante. O laser de bombeio e o circulador compreendem dois elementos chaves na otimização da operação do amplificador ótico Raman. O circulador fornece um meio conveniente de injetar a potência de bombeio em sentido contrário a propagação do sinal com mínima perda ótica. Entretanto, outros componentes também podem ser utilizados para acoplar os sinais, tais como o acoplador WDM.

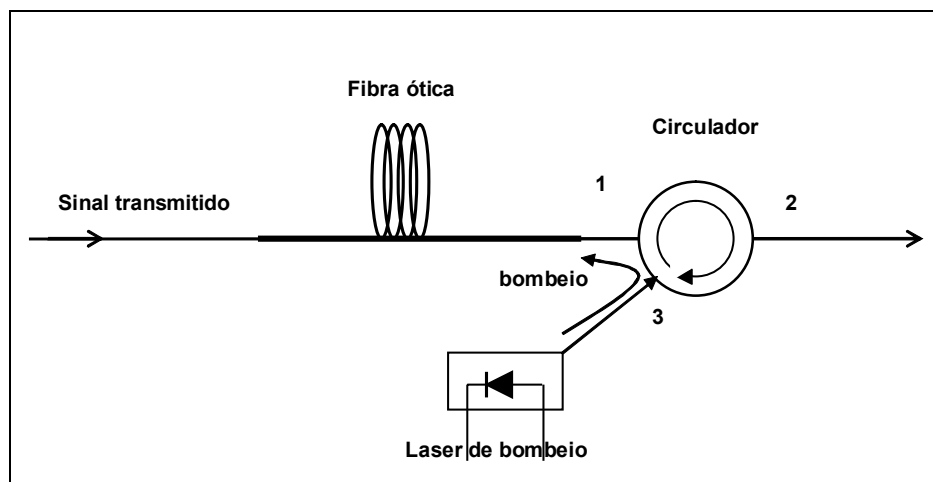


Figura 1. 3 – Configuração de um amplificador Raman com bombeio contra-propagante.

Como os amplificadores a fibra dopada, os RFAs também podem apresentar o bombeio co-propagante e bidirecional. O controle deste amplificador se daria da mesma forma que no caso do EDFA (para o caso de controle eletro-ótico), com monitoramento dos sinais na entrada e na saída do amplificador e ajuste da potência de bombeio. Ao longo deste trabalho estas configurações serão utilizadas para análise do comportamento destes amplificadores em diversas condições de atuação.

1.4 Objetivos, Motivações e Contribuições

Como visto, a implementação das redes óticas é baseado nas vantagens das propriedades de amplificação dos amplificadores óticos. Entretanto, a característica de transparência das camadas óticas impõe um número de problemas de transmissão e de gerenciamento para a implementação das redes óticas de grande escala. Alguns destes problemas são causados pelas propriedades físicas não ideais da amplificação ótica (dispersão cromática, efeitos não lineares [9], etc...).

Um item que atrai a atenção está relacionado ao comportamento dos amplificadores óticos sob condições dinâmicas. Especificamente, pelo fato que amplificadores operando em um estado de saturação geram transientes de potência quando há a retirada/inserção de canais ou falhas no sistema. Este é uma das motivações para este trabalho: a caracterização da resposta dos

amplificadores óticos a fibra sob a atuação de eventos em uma rede dinâmica, tais como reconfiguração de tráfego e falhas no sistema, bem como a utilização e otimização de alguns métodos de controle que amenizam o impacto destes eventos nas respostas dos amplificadores.

Além dos transientes de potência, há também os efeitos de propagação dos sinais que estão sendo amplificados ao longo das fibras usadas como meio para a obtenção do ganho e que podem causar mudanças significativas nos sinais tanto no tempo, quanto no espectro.

Neste trabalho o objetivo é estudar estes fenômenos dinâmicos (EDFA, YDFA e EYDFA) e de propagação (YDFA e EYDFA) em alguns tipos de amplificadores a fibra dopados com terras raras e também em amplificadores a fibra Raman, concentrados ou distribuídos, levando-se em consideração as diferentes aplicações dos amplificadores e a utilização de métodos de controle em alguns sistemas de amplificação.

Entre as contribuições deste trabalho podemos destacar a implementação de modelos numéricos destinados a reproduzir o comportamento dinâmico dos amplificadores a fibra dopada com itérbio e érbio-itérbio, tanto para a utilização da fibra ótica padrão quanto para a fibra ótica de dupla casca. Sendo que, com estes modelos foi possível fazer a análise dos transientes de potência, e também analisar a possível melhoria do desempenho através do ajuste dos parâmetros geométricos da fibra dopada. Devido à utilização das fibras de dupla casca e a possibilidade de utilizar o bombeio multimodo, os sinais sob amplificação começam a apresentar altos valores de potência e os efeitos não-lineares aumentam sua influência na propagação dos sinais. Para analisar esta influência foram desenvolvidos modelos numéricos capazes de representar a propagação dos sinais óticos ao longo da fibra dopada, e com isso foi possível obter a resposta destes amplificadores de alta potência tanto no tempo quanto na frequência para algumas aplicações.

Uma outra contribuição deste trabalho foi o estudo da aplicação e o desenvolvimento de um método de otimização dos parâmetros do controlador de transientes em EDFAs, conseguindo desta forma minimizar a duração e amplitude dos transientes para estes amplificadores. Para este tipo de simulação, modelos numéricos foram desenvolvidos para representar a resposta dos amplificadores operacionais (baseados nos parâmetros encontrados no processo de otimização) usados no controlador PD. Foi verificado, tanto para um amplificador quanto para um conjunto de amplificadores em cascata, a melhoria no processo de controle usando-se a otimização em diferentes esquemas de monitoração do amplificador, considerando-se a possibilidade de uma configuração de bombeio bidirecional.

Uma das contribuições no estudo dos amplificadores Raman foi o desenvolvimento de um modelo numérico bidirecional que leva em consideração a propagação dos sinais incluindo os efeitos não-lineares, e o espalhamento simples e duplo de Rayleigh. Com isto foi possível analisar o ganho do amplificador, o ruído gerado, e também a influência de outros efeitos no desempenho do sistema. Também é apresentado um outro modelo numérico capaz de reproduzir a resposta dinâmica destes amplificadores sob eventos como a retirada ou inserção de canais ao sistema, sendo que este modelo inclui a representação de todas as interações devido ao efeito Raman, como também o espalhamento simples e duplo de Rayleigh. Desta forma foi possível o estudo dos transientes de potência em RFAs para diferentes configurações de bombeio e utilizando diferentes fibras como meio

para o ganho Raman. Este modelo numérico foi utilizado junto com um método de otimização de forma a melhorar a resposta do controle de transientes nestes amplificadores. Além disto, uma outra contribuição foi o desenvolvimento de um método de otimização para determinar as características, comprimento de onda e potência dos lasers de bombeio, necessários para se obter o ganho e “ripple” desejado em uma certa banda de transmissão para RFAs utilizando um sistema de lasers de multi-bombeio. Finalizando, é feita uma análise com a otimização do controle de transientes dos amplificadores Raman que utilizam um sistema de multi-bombeio (uma das contribuições deste trabalho foi a implementação deste método de otimização multi-objetivo), onde foi demonstrado algumas estratégias de controle que podem ajudar a minimizar o impacto dos transientes.

1.5 Escopo da Tese

Esta tese está dividida em cinco capítulos principais:

No Capítulo 2, os amplificadores óticos estudados aqui são introduzidos e os princípios de funcionamento, bem como os principais efeitos relacionados a cada tipo de amplificador são explicados. Neste capítulo é mostrado o desenvolvimento dos modelos numéricos para cada amplificador em uma situação de regime estacionário, o que se faz necessário porque estes modelos são usados adiante para analisar os efeitos dinâmicos e de propagação de cada amplificador.

O Capítulo 3 descreve os efeitos dinâmicos e de propagação dos amplificadores a fibra dopados com érbio, itérbio e érbio-itérbio. O modelo numérico para a resposta dinâmica de cada amplificador é apresentado e exemplos demonstram a resposta destes amplificadores em diferentes aplicações. Também são apresentados os modelos numéricos desenvolvidos que descrevem a propagação dos sinais óticos pelas fibras dopadas e que incluem os efeitos lineares e não-lineares.

No Capítulo 4 são apresentados alguns métodos de controle de transientes para os amplificadores a fibra dopada com érbio e o processo desenvolvido para otimizar o controle de transientes é introduzido.

No Capítulo 5 são introduzidos os modelos numéricos desenvolvidos para analisar o comportamento dinâmico dos RFAs e para analisar a propagação dos sinais óticos, que inclui outros efeitos não-lineares. Também é apresentado um método de otimização da potência e comprimento de onda dos lasers de bombeio de forma a obter a banda de ganho desejada. Os transientes de potência também são estudados e os RFAs com controle de transientes são usados junto com o método de otimização dos parâmetros de controle. Neste caso, apresenta-se amplificadores com controle otimizado com um único e com múltiplos lasers de bombeio.

1.6 Publicações

Durante o período de desenvolvimento desta tese foram produzidos vários artigos publicados em conferências nacionais e internacionais. Destacam-se abaixo os artigos que tratam de assuntos que foram apresentados neste trabalho e alguns que serviram de base para os modelos numéricos desenvolvidos aqui.

Relacionados ao Capítulo 5, estes artigos apresentam resultados e análises sobre os transientes de potência em amplificadores Raman e a otimização dos controladores utilizados nestes amplificadores para minimizar estes transientes:

M. Freitas, S. Givigi, Jr., J. Klein, L. C. Calmon, A. R. Almeida.

Transients control in Raman fiber amplifiers

Proceedings of SPIE Vol. #5579, Photonics North, Sep. 2004.

J. Klein, S. N. Givigi Jr, M. Freitas, A. R. de Almeida, and L. C. Calmon.

Transient Control in RFAs for multi-pumping environments by using a multi-objective optimization approach

Proceedings of Optical Fiber Communication Conference 2004 (OFC 2004), Volume 1, 23-27 Feb. 2004.

M. Freitas, S. N. Givigi Jr., I. Usunov, J. Klein e L. de C. Calmon.

Dynamic Behavior in Raman Amplifiers

Anais do XX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Rio de Janeiro, Out. 2003.

Relacionados aos Capítulos 3 e 4, estes artigos apresentam resultados e análises sobre os transientes de potência em amplificadores a fibra dopada com érbio, a otimização dos controladores (para o controle do laser de bombeio) utilizados nestes amplificadores para minimizar estes transientes, e sobre a simulação de diferentes métodos de controle para EDFAs:

M. Freitas, J. Klein, S. N. Givigi, Jr., and L. C. Calmon.

New tool for simulation of optical fiber amplifier control schemes in dynamic WDM systems

Proceedings of SPIE Vol. #5722, Photonics West, Jan. 2005.

M. Freitas, S. N. Givigi, Jr., J. Klein, A. R. Almeida, L. C. Calmon.

Transient control for cascaded EDFAs by using a multi-objective optimization approach

Proceedings of SPIE Vol. #5579, Photonics North, Sep. 2004.

Além destes, foram escritos artigos que se relacionam a base dos modelos numéricos desenvolvidos nos vários capítulos deste trabalho:

S. P. Neves Cani, M. Freitas, R. T. R. de Almeida e L. de C. Calmon.

Limites em Amplificadores Raman com Fibras Compensadoras de Dispersão

Anais do XX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Rio de Janeiro, Out. 2003.

S. P. Neves Cani, M. Freitas, R. T. R. Almeida; L. C. Calmon.

Raman amplifier performance of dispersion compensating fibers

Proceedings of the Microwave and Optoelectronics Conference, 2003. IMOC 2003. 2003 SBMO/IEEE MTT-S International, Vol.: 2, Sept. 2003, Pages: 553 – 558

M. Freitas, L. C. Calmon, R. T. R. Almeida.

FWM versus XPM in WDM Systems Using Low Dispersion Fibers

Proceedings of the IEEE International Telecommunications Symposium (ITS2002), Sep. 2002 – RN-Brazil

L. de C. Calmon, S. P. Neves e M. Freitas.

Signal Gain and Degradation in Fiber Raman Amplifiers

Proceedings of the IEEE International Telecommunications Symposium (ITS2002), Sep. 2002 - RN-Brazil

S. P. Neves, M. Freitas, L. C. Calmon.

Gain Performance of Fiber Raman Amplifiers

Proceedings of the X Microwave and Optoelectronics Symposium, Recife/PE, vol. 1, pp. 531-535, 2002.

Referências

- [1] G. Keiser, "Optical Fiber Communications", 2nd ed. McGraw-Hill, New York, 1991.
- [2] G. P. Agrawal, "Fiber-Optic Communication Systems", Wiley, New York, 1992.
- [3] E. Desurvire, "Erbium-Doped Fiber Amplifier", 1st ed., New York: Wiley, 1994.
- [4] R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey, and D.N. Payne, "Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54 μm , *Electron. Lett.*, 23: 1026–1027, 1987.
- [5] R.H. Stolen, E.P. Ippen; "Raman gain in glass optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 22, pp. 276-278, 1973.
- [6] Y. Aoki, S. Kishida, K. Washio, K. Minemura. "Bit error rate evaluation of optical signals amplified via stimulated Raman process in an optical fibre", *Electronics Letters* vol. 21, p. 191-193, 1985.
- [7] Venkata Raman, "The Molecular Scattering of Light", From *Nobel Lectures, Physics 1922-1941*, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, 1965.
- [8] S. Namiki and Y. Emori. "Ultrabroad-band Raman Amplifiers pumped and Gain equalized by Wavelength-Division-Multiplexed high-power lasers". *J. of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, pp. 3-16, 2001.
- [9] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," 2nd ed., San Diego: Academic, 1995.
- [10] B. Mukherjee, "*Optical Communication Networks*," 1st. ed., San Francisco: McGraw Hill, 1997.
- [11] "Rare-Earth-Doped Fiber Laser and Amplifiers", Edited by M. J. F. Digonnet, 2nd edition, 2001.
- [12] M. W. Wright e G.C. Valley. "Yb-doped fiber amplifier for deep-space optical communications". *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 23, Issue 3, March 2005, pp. 1369 - 1374.
- [13] J. B. Rosolem, A. A. Juriollo, M. A. Romero ROMERO. "Polarization Analysis in Double-Pass Erbium-Doped Fiber Amplifiers With an Embedded-DCF Module". *IEEE Photonics Technology Letters*, v. 16, p. 1828-1830, 2004.
- [14] W.T. Anderson, J. Jackel, G.-K. Chang, Hongxing Dai, Wei Xin, M. Goodman, C. Allyn, M. Alvarez, O. Clarke, A. Gottlieb, F. Kleytman, J. Morreale, V. Nichols, A. Tzathas, R. Vora, L. Mercer, H. Dardy, E. Renaud, L. Williard, J. Perreault, R. McFarland, T. Gibbons. "The MONET project-a final report". *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 23, Issue 3, March 2005, pp. 1369 - 1374.

Capítulo 2

Amplificadores Óticos a Fibra

2.1 Introdução

O desenvolvimento dos sistemas multiplexados por comprimento de onda, WDM, foi fortemente influenciado pelo surgimento dos amplificadores óticos, especificamente pelo surgimento dos amplificadores óticos a fibra dopada com érbio, EDFA [1]. Surgido em 1987, este dispositivo revolucionou o desenvolvimento das comunicações óticas devido ao seu alto ganho e potência ótica fornecida, bem como sua relativamente baixa figura de ruído. Entretanto, uma de suas principais características é a capacidade de amplificar simultaneamente vários canais óticos em uma mesma fibra de forma quase transparente. Nos últimos anos, houve um grande desenvolvimento de outras fibras dopadas com elementos de terra-rara, tais como itérbio, túlio e praseodímio, que possibilitaram o processo de amplificação ótico em novas bandas, bem como a capacidade de gerar altas potências de saída através destes amplificadores [2]. Além dos amplificadores a fibra dopada com elementos terra-rara, o desenvolvimento de lasers de bombeio de alta potência possibilitou explorar na última década os amplificadores a fibra baseados no efeito não linear de espalhamento Raman, RFA (Raman fiber amplifier), o que introduziu novas possibilidades para o projeto de sistemas óticos.

Neste capítulo descreve-se o princípio de funcionamento destes amplificadores óticos e apresenta-se o desenvolvimento de modelos numéricos usados para caracterizar as diferentes configurações e a influência dos principais efeitos atuando sobre a amplificação dos sinais. Inicialmente é apresentado o desenvolvimento dos modelos numéricos de estado estacionário para os amplificadores a fibra dopada com érbio, dopada com itérbio e dopada com érbio e itérbio (EYDFA). Finalizando o capítulo, os princípios de funcionamento e a modelagem numérica dos amplificadores Raman são introduzidos.

A introdução destes modelos numéricos é acompanhada de exemplos e em alguns casos os resultados das simulações são comparados a resultados de experimentos para demonstrar a validade das simulações. Apesar dos modelos numéricos apresentados aqui serem de estado estacionário, eles são parte fundamental para o entendimento dos amplificadores óticos e são também a parte inicial para a solução numérica dos modelos que descrevem o comportamento dinâmico dos amplificadores óticos.

2.2 Princípio de Funcionamento do EDFA

A amplificação ótica é realizada sem a necessidade de conversão da portadora ótica em sinal elétrico por componentes eletrônicos. Isto é possível devido ao fato de determinados elementos químicos (elementos de terra-rara) serem óticamente ativos e também à capacidade de inserção

destes elementos na composição física da fibra ótica. Um bom exemplo é o átomo de érbio que sob a influência de um campo eletromagnético, no caso os fótons do laser de bombeio, sofre transições entre seus auto-estados de energia, e emite luz. Estas transições correspondem a saltos entre níveis de energia de um auto-estado (n_1) para outro auto-estado com mais alta energia (n_2 ou n_3) e resulta na emissão de luz no decaimento do estado excitado para o estado fundamental [1].

Todo este processo de amplificação pode ser explicado de maneira simplificada, como mostrado na Figura 2. 1. No estado inicial, o sistema está em equilíbrio térmico e o íon de érbio se encontra no nível de menor energia. A partir da situação em que uma onda eletromagnética aqui considerada uma onda de bombeio passa pelo sistema, um fóton é absorvido e o íon (o elétron da camada incompleta, 4f) de érbio vai para um nível superior, que neste caso seria o nível 3. Como este nível apresenta um tempo de vida curto (aproximadamente us), o íon decai para um nível de energia mais baixo (nível 2) sem que haja emissão de luz. Deste nível, dois eventos podem ocorrer, no primeiro o íon pode decair espontaneamente para o nível 1 emitindo um fóton, emissão espontânea que dá origem à ASE (amplified spontaneous emission). No segundo, um sinal que esteja passando pelo sistema pode induzir uma emissão estimulada e um fóton é gerado de forma a amplificar o sinal que está se propagando.

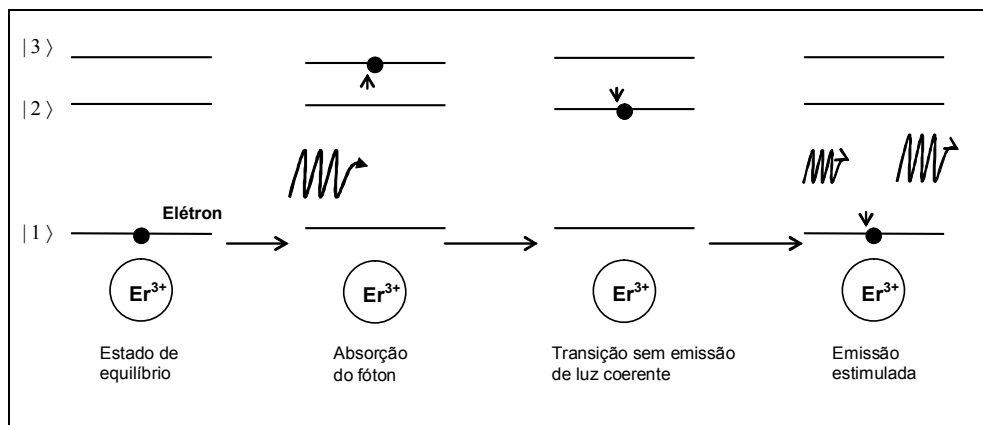


Figura 2. 1 – Descrição simplificada do processo de amplificação utilizando o íon de érbio.

A onda incidente, ao se propagar em tal meio, é amplificada devido à maior quantidade de íons estar no estado de maior energia ($n_2 > n_1$). Esta condição caracteriza um meio com "inversão de população", isto é, o nível de energia n_2 apresenta-se com uma população de íons maior que a população do nível n_1 .

Na configuração básica do EDFA, um laser de bombeio, que funciona em regiões de absorção do érbio, onde 980nm e 1480nm são os comprimentos de ondas mais eficientes, fornece energia para que possa ocorrer a inversão de população de íons na fibra dopada com érbio. Nas próximas seções serão detalhados aspectos do funcionamento do amplificador à medida que o modelamento do EDFA é feito com a inclusão dos diferentes efeitos que fazem parte do processo de amplificação.

2.3 Equações de Propagação e Taxa em uma Fibra Dopada com Érbio

O modelo usado aqui para simular a fibra dopada com érbio baseia-se na solução das equações de taxa e propagação, assumindo um sistema de 2 níveis. Esta aproximação para um sistema de dois níveis é possível devido ao fato que embora um sinal ótico esteja bombeando na banda de absorção de 980 nm, o tempo de vida de transição do nível $^4I_{11/2}$ (nível 3) é da ordem de micro segundos para fibras de sílica. Este valor é muito pequeno quando comparado ao tempo de vida no nível $^4I_{13/2}$ (nível 2) e torna-se assim possível desprezar a descrição da densidade de íons no terceiro nível das equações de taxa, conforme ilustra a Figura 2. 2.a. Em outro possível cenário de bombeio, na banda de 1480 nm, o bombeamento é feito direto nos sub-níveis do nível meta-estável (nível 2).

Desta forma, as equações de taxa são baseadas nos níveis de energia e descrevem os efeitos de absorção, emissão estimulada e emissão espontânea das populações de elétrons do nível 1 (n_1) e 2 (n_2) [1] [2] [3].

$$-\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = \sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_1(r, \phi, z) - \sum_k \frac{\sigma_e(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_2(r, \phi, z) - \frac{1}{\tau} \cdot n_2(r, \phi, z) \quad (2. 1)$$

$$n_1(r, \phi, z) + n_2(r, \phi, z) = n_t(r, \phi, z) \quad (2. 2)$$

Onde h é a constante de Planck, τ é a taxa de emissão espontânea (tempo de vida no nível meta-estável), ν_k é a frequência e P_k é a potência do k -ésimo sinal (ou bombeio). As seções de choque (*cross-sections*) de absorção e emissão, veja Figura 2. 2.b, do k -ésimo sinal são $\sigma_a(\nu_k)$ e $\sigma_e(\nu_k)$, respectivamente, e n_t é a densidade populacional local de íons érbio. A intensidade ótica normalizada $i_k(r, \phi)$ é definida como $i_k(r, \phi) = I_k(r, \phi, z)/P_k(z)$, onde $I_k(r, \phi, z)$ é a distribuição da intensidade ótica do k -ésimo sinal.

As equações de propagação descrevem a evolução das potências dos sinais ao longo da fibra dopada e é dada pela equação [1]

$$\frac{dP_k}{dz} = u_k \cdot \sigma_e(\nu_k) \cdot (P_k(z) + P_{0k}) \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty n_2(r, \phi, z) \cdot i_k(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi - u_k \cdot \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k(z) \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty n_1(r, \phi, z) \cdot i_k(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi \quad (2. 3)$$

Onde os sinais podem se propagar na direção co-propagante ($u_k = 1$) ou contra-propagante ($u_k = -1$), e P_{0k} é a contribuição da emissão espontânea (ASE) naquele local.

$P_{0k} = m \cdot h \cdot \nu_k \cdot \Delta\nu_k$, onde o número normalizado de modos m dependente do estado de polarização é normalmente 2 e $\Delta\nu_k$ é a banda de frequência de cada componente espectral do ruído.

Assumindo que não há variação das populações de íons nos diferentes níveis com relação ao tempo, ou seja assumindo que a derivada no tempo da Eq. (2. 1) seja zero e usando a relação (2. 2), o problema é reduzido ao caso de estado estacionário e a população do nível 2 é definida como:

$$n_2(r, \phi, z) = n_t \cdot \frac{\sum_{k=1}^n \frac{\sigma_a(\nu_k) \cdot \tau}{h \nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z)}{\sum_{k=1}^n \frac{(\sigma_a(\nu_k) + \sigma_e(\nu_k)) \cdot \tau}{h \nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) + 1} \quad (2.4)$$

Especificando as condições de contorno para $z = 0$ e $z = L$ as equações (2. 3) e (2. 4) podem ser integradas no espaço e frequência. Com isto, obtêm-se a evolução da potência dos sinais e da população de íons ao longo da fibra dopada.

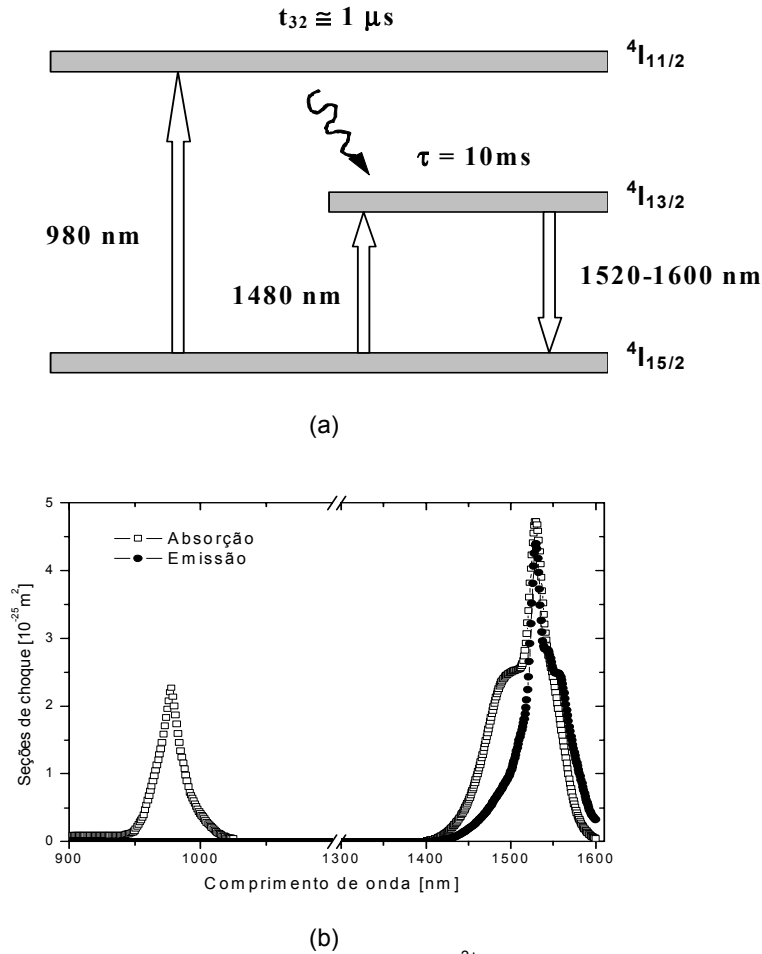


Figura 2. 2 – (a) Diagrama simplificado dos níveis de energia do Er^{3+} , e (b) seções de choque de absorção e emissão.

Aqui se faz necessário entender que o formato transversal do modo ótico e sua sobreposição com o perfil de distribuição dos íons de érbio é muito importante e pode ser parametrizado pelo fator conhecido como fator de *overlap* ou fator de confinamento.

Considerando o estado estacionário e substituindo Eq. (2. 2) em (2. 1), a equação de taxa torna-se:

$$\sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h \nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_t(r, \phi, z) - \sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h \nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_2(r, \phi, z) - \sum_k \frac{\sigma_e(\nu_k)}{h \nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_2(r, \phi, z) = \frac{1}{\tau} \cdot n_2(r, \phi, z) \quad (2.5)$$

Integrando a equação (2. 5) no espaço (r, ϕ) ,

$$\frac{1}{\tau} \cdot \overline{n_2(r, \phi)} \cdot \pi \cdot b_{eff}^2 = \sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_i} \cdot \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) \cdot n_i(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi}{\overline{n_i}} - \sum_{k=1}^n \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_2} \cdot \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) \cdot n_2(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi}{\overline{n_2}} -$$

$$\sum_{k=1}^n \frac{\sigma_e(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_2} \cdot \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) \cdot n_2(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi}{\overline{n_2}}$$

Onde $\overline{n_i}$ é considerado a densidade média populacional na seção transversal, e é dada por

$$\overline{n_i}(z) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty n_i(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi}{\pi \cdot b_{eff}^2}$$

(2. 6)

e b_{eff} é o raio equivalente da região dopada [3]:

$$b_{eff} = \left(2 \int_0^\infty \frac{n_i(r)}{n_i(0)} \cdot r \cdot dr \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ quando a densidade populacional de íons é uniforme e o raio efetivo é}$$

igual ao raio da região dopada, b .

Para um raio b_{eff} , a área efetiva é dada por $A_{eff} = \pi \cdot b_{eff}^2$. Portanto, o fator de confinamento para o i -ésimo nível pode ser definido como

$$\Gamma_{k,i}(z) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) \cdot n_i(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi}{\overline{n_i}}$$

(2. 7)

Se os íons de érbio são bem confinados no centro do(s) modo(s) óticos, então $\Gamma_{k,1}$ e $\Gamma_{k,2}$ são aproximadamente iguais e podem ser substituídos por uma única constante Γ_k . Portanto usando a definição do fator de overlap, a densidade média populacional para o nível 2 é dada por:

$$\overline{n_2}(z) = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_i} \cdot \Gamma_k}{\frac{1}{\tau} \cdot A_{eff} + \sum_{k=1}^n \frac{\sigma_a(\nu_k) + \sigma_e(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z) \cdot \Gamma_k}$$

(2. 8)

E a equação de propagação torna-se

$$\frac{dP_k}{dz} = (\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k - \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_i} \cdot \Gamma_k + P_{0k} \cdot \sigma_e(\nu_k) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k$$

(2. 9)

Basicamente, as Eq. (2. 8) e (2. 9) são resolvidas para a obtenção da resposta dos amplificadores a fibra dopada com érbio nos casos de estado estacionário. Algumas poucas modificações serão introduzidas nestas equações para levar-se em conta alguns efeitos que podem afetar o desempenho dos amplificadores.

2.3.1 Fator de *overlap*

O valor do fator de *overlap* pode ser calculado diretamente através da solução da Eq. (2. 7). A distribuição dos modos ótica transversos é descrito pela sua intensidade ótica normalizada i_k . Para fibras monomodo, o modo pode ser aproximado pela distribuição modal LP₀₁:

$$i(r, \phi) = \frac{I}{\pi} \left[\frac{v J_0(ur/a)}{aV J_1(u)} \right]^2 \quad r < a$$

$$= \frac{I}{\pi} \left[\frac{u K_0(vr/a)}{aV K_1(v)} \right]^2 \quad r \geq a$$
(2. 10)

onde a é o raio do núcleo da fibra, V é a frequência normalizada definida por $V = 2 \cdot \pi \cdot a \cdot (n_{core}^2 - n_{clad}^2) / \lambda$, u e v são os auto-valores encontrados associando-se as soluções para $r = a$, J_0 é a função de Bessel do primeiro tipo e ordem 0, J_1 é a função de Bessel do primeiro tipo e ordem 1, K_0 é a função de Bessel modificada do segundo tipo e ordem 0, e K_1 é a função de Bessel modificada do segundo tipo e ordem 1.

O modo LP₀₁ pode também ser aproximado por uma função Gaussiana:

$$i(r, \phi) = \frac{2}{\pi w^2} \exp\left(-\frac{2 \cdot r^2}{w^2}\right)$$
(2. 11)

Onde o raio modal, w , tem sido definido por vários autores como:

$$w = a \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad \text{por Marcuse [4]}$$
(2. 12)

$$w = a \left(0.616 + \frac{1.66}{V^{1.5}} + \frac{0.987}{V^6} \right) \quad \text{por Whitley [5]}$$
(2. 13)

$$w = a \left(0.759 + \frac{1.289}{V^{1.5}} + \frac{1.041}{V^6} \right) \quad \text{por Desurvire [1]}$$
(2. 14)

$$w = a \left(0.761 + \frac{1.237}{V^{1.5}} + \frac{1.429}{V^6} \right) \quad \text{por Myslinski [6]}$$
(2. 15)

Em princípio, o fator de *overlap* é também uma função da posição z devido as variações dos níveis de dopagem ao longo da fibra e devido ao acoplamento dos modos, se mais de um modo é suportado.

Usando-se o modo fundamental aproximado por um perfil Gaussiano e uma fibra dopada uniformemente com raio dopado b , o fator de *overlap* do modo com o perfil de íons total $n_t(r, \phi, z)$ é dada por [7]:

$$\Gamma_t = 1 - e^{-\frac{2b^2}{w^2}}$$
(2. 16)

Para valores baixos de potência ($P \rightarrow 0$), os fatores de overlap dos estados excitados reduzem-se a [8]

$$\Gamma_{1,2,3,4} \cong \left(\frac{b}{w} \right)^2 \frac{1 - e^{-\frac{4b^2}{w^2}}}{1 - e^{-\frac{2b^2}{w^2}}} \quad (2. 17)$$

Onde Eq. (2. 17) é uma solução aproximada para os níveis superiores (1, 2, 3 e 4). O fator de *overlap* para todos os níveis podem ser aproximados pela Eq. (2. 16) desde que o raio da região dopada seja menor ou igual que o raio do núcleo [8] ($b/w \leq 0.8$).

Usando-se a aproximação do modo LP01 com um fibra dopada uniformemente e com o raio da região dopada sendo b , o valor do fator de overlap é dada por:

$$\Gamma_t = \left(\frac{ub}{Va J_1(u)} \right)^2 \left[J_0^2(ub/a) + J_1^2(ub/a) \right] \quad (2. 18)$$

Geralmente, o raio da região dopada é menor ou igual ao raio do núcleo ($b/w \leq 0.8$). Para $b/w \leq 0.8$ as integrais também apresentam uma baixa dependência da potência [7]. Para a maioria dos casos, portanto, é razoável assumir que o fator de *overlap* é independente da potência e são iguais à Γ_t para os íons em todos os níveis.

Programas para resolver as diferentes formas de calcular o fator de confinamento mostradas aqui foram gerados utilizando-se o MATLAB[®]. Como exemplo, na Figura 2.3 há os resultados obtidos para o fator de confinamento usando-se os parâmetros da fibra mostrados na Tabela 1.

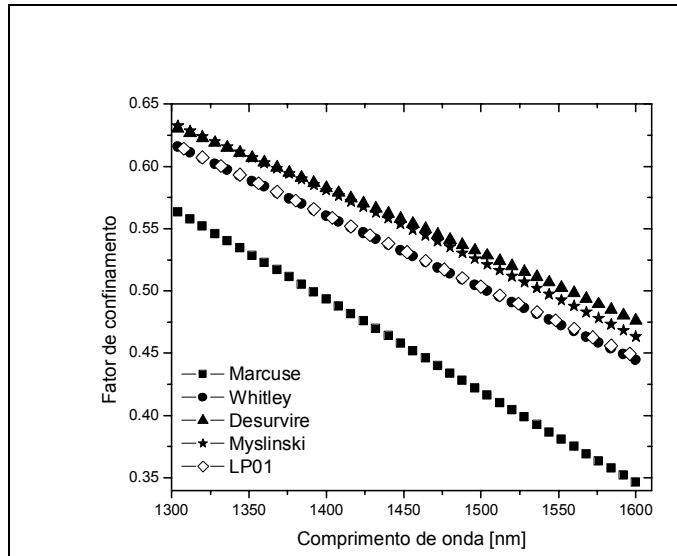


Figura 2. 3 – Fator de confinamento calculado usando-se diferentes métodos.

O método LP01 se baseia na utilização da eq. (2. 10) e na resolução numérica da integral eq. (2. 7), por isso ela pode ser considerada o valor mais preciso. Em comparação com as outras aproximações, para este conjunto de parâmetros, a aproximação que apresentou menor diferença com relação ao valor de LP01 foi a aproximação de Whitley. Entretanto, como visto na literatura, a

precisão destas aproximações é dependente do conjunto de parâmetros utilizados. Devido a isto foi utilizada nas simulações deste trabalho o cálculo do fator de overlap baseado no método LP01.

2.3.2 Equações de taxa e propagação “Giles-Desurvire”

Ao invés de medir os parâmetros da fibra dopada, tais como NA e a densidade de íons, é muito comum a utilização de um método mais simples para caracterização da fibra dopada. Esta caracterização pode ser feita escrevendo-se as equações do amplificador em função dos coeficientes de absorção do Er^{3+} (α_k), coeficiente de ganho (g_k), e o parâmetro de saturação da fibra (ζ). Este parâmetros podem ser obtidos através de medidas convencionais na fibra dopada, como foi demonstrado em [9].

O parâmetro de saturação ζ pode ser definido teoricamente como:

$$\zeta = \pi \cdot b_{\text{eff}}^2 \cdot n_t / \tau \quad (2. 19)$$

e os coeficientes de absorção e ganho são expressos em função da distribuição de íons e dos modos óticos:

$$\alpha_k(\lambda_k) = \sigma_a(\lambda_k) \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) \cdot n_t(r, \phi, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi$$

$$g_k(\lambda_k) = \sigma_e(\lambda_k) \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty i_k(r, \phi) \cdot n_t(r, \phi, z) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi$$

Assumindo-se uma distribuição uniforme de íons, os coeficientes de absorção e ganho podem ser simplificados por

$$\alpha_k(\lambda_k) = \Gamma(\lambda_k) \cdot \bar{n}_t \cdot \sigma_a(\lambda_k) \quad (2. 20)$$

$$g_k(\lambda_k) = \Gamma(\lambda_k) \cdot \bar{n}_t \cdot \sigma_e(\lambda_k) \quad (2. 21)$$

Giles e Desurvire em [7] re-escreveram a equação de propagação Eq. (2. 9) em função do parâmetro de saturação e dos coeficientes de absorção e ganho:

$$\frac{dP_k(z)}{dz} = u_k \cdot P_k(z) \cdot \left((g_k(\nu_k) + \alpha_k(\nu_k)) \cdot \frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_t} - \alpha_k(\nu_k) - l_k \right) + u_k \cdot P_{0k} \cdot g_k(\nu_k) \cdot \frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_t} \quad (2. 22)$$

Onde l_k é o coeficiente de atenuação.

Da mesma forma, as equação de taxa para o estado estacionário Eq. (2. 8) foi re-escrita como

$$\frac{\bar{n}_2}{\bar{n}_t}(z) = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{P_k(z) \cdot \alpha_k(\nu_k)}{h \cdot \nu_k \cdot \zeta}}{1 + \sum_{k=1}^n \frac{P_k(z) \cdot (\alpha_k(\nu_k) + g_k(\nu_k))}{h \cdot \nu_k \cdot \zeta}} \quad (2. 23)$$

Deve ser notado que a equação para $n_2(z)$ inclui a soma de todos os sinais propagados na fibra, incluindo a ASE. As equações de propagação (2. 22) são integradas nos dois sentidos (*forward* e *backward*), em um processo numérico iterativo até que a solução final seja encontrada.

Para verificar a validade do modelo numérico baseado na solução das equações (2. 22) e (2. 23), o ganho e a figura de ruído [1] obtido através de simulações foi comparado a medidas feitas em um EDFA para diferentes comprimentos de fibra e esquemas de bombeamento.

Os dois esquemas de bombeamento foram: (1) bombeio contra-propagante em 1472 nm, e bombeio co-propagante em 980 nm. A configuração do sistema simulado é mostrada na Figura 2. 4. A potência de bombeio usada foi 100 mW e a potência do sinal de entrada era de -40 dBm. O comprimento de onda do sinal foi variado de 1520 nm a 1570 nm para obter-se o perfil espectral do ganho e da figura de ruído ao longo desta faixa.

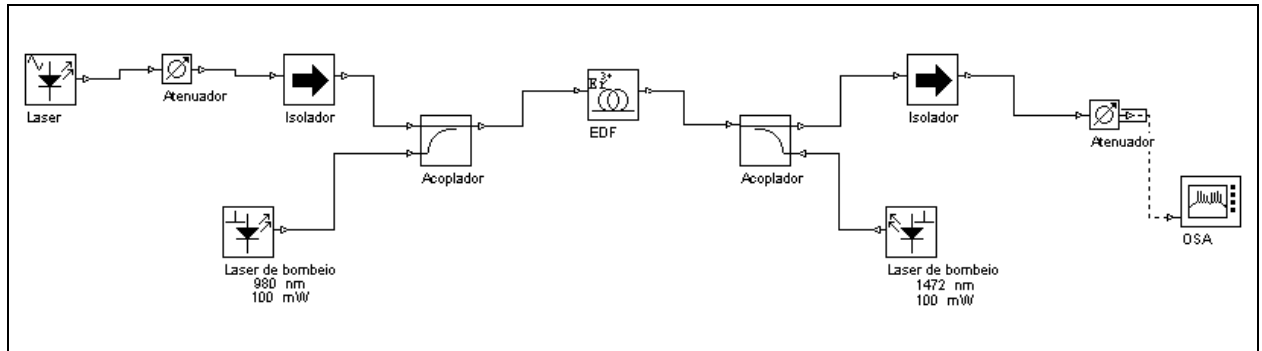


Figura 2. 4 – Configuração genérica de um sistema com bombeio co e contra-propagante.

Os parâmetros que caracterizam a fibra dopada com érbio estão definidos na Tabela 1. Os coeficientes de absorção e ganho são mostrados na Figura 2. 5. Os coeficientes de absorção foram obtidos através de medições usando-se o método cutback [9], enquanto os coeficientes de ganho foram calculados a partir da absorção usando o procedimento de McCumber [10].

Tabela 1 – Parâmetros da fibra dopada

Raio do núcleo	1,27 μm
Raio da região dopada	1,27 μm
NA	0,27
Perdas	33 dB/Km
Densidade de íons	$1,47 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$

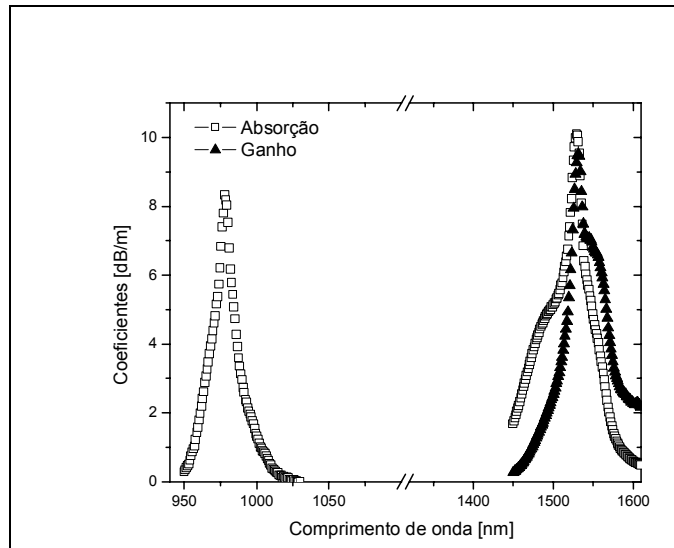


Figura 2. 5 – Coeficientes de ganho e absorção medidos para fibra dopada

Os resultados obtidos nas simulações foram comparados às medidas feitas com três comprimentos de fibra: 13,4 m, 15,3 m e 19,1 m. Os resultados de ganho e figura de ruído encontrados para o sistema bombeado por um laser contra-propagante em 1472 nm são mostrados na Figura 2. 6. O resultados medidos e simulados apresentam uma boa concordância. As maiores diferenças entre os resultados são menores do que 1,5 dB tanto para o ganho quanto para a figura de ruído. Estas diferenças são causadas basicamente pela precisão (ou falta) dos coeficientes de absorção e ganho, ou dos parâmetros da fibra usados nas simulações. Outras causas possíveis para as diferenças seriam a distribuição transversal não uniforme do bombeio no núcleo da fibra [9] e/ou o fato de não considerar outros efeitos na simulação, tais como a o espalhamento de Rayleigh.

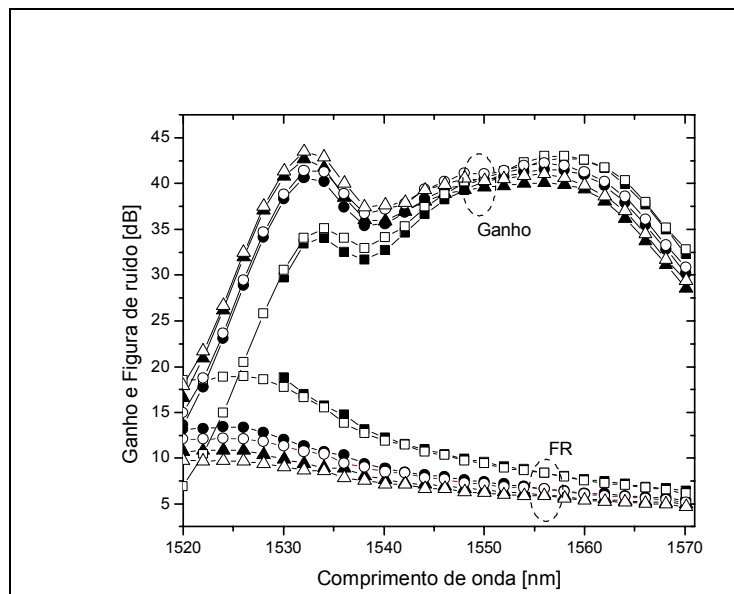


Figura 2. 6 – Ganho e figura de ruído medidos (símbolos sólidos) e simulados (símbolos abertos) para o bombeio em 1472 nm com três comprimentos de fibra dopada: 13.4 m (quadrados), 15.3 m (círculos), e 19.1 m (triângulos).

Os resultados para o amplificador bombeado por um laser co-propagante à 980 nm é mostrado na Figura 2. 7. Neste caso, as diferenças entre os resultados medidos e simulados aumentaram para

alguns comprimentos de onda, entretanto, o resultados continuaram a apresentar uma boa concordância.

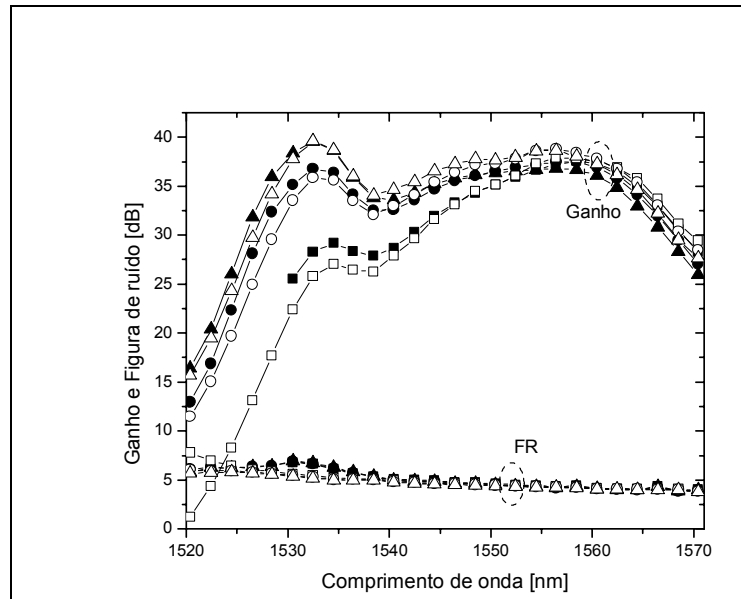


Figura 2. 7 - Ganho e figura de ruído medidos (símbolos sólidos) e simulados (símbolos abertos) para o bombeio em 980 nm e três comprimentos de fibra dopada: 13,4 m (quadrados), 15,3 m (círculos), e 19,1 m (triângulos).

2.3.3 Amplificação na banda L – (Absorção seqüencial de dois fótons)

Além da janela convencional de amplificação de 1530 nm a 1570nm, os amplificadores EDF possibilitaram a amplificação na faixa que vai de 1570 nm a 1620 nm, também chamada de banda L. Entretanto, nesta faixa, o funcionamento do EDFA apresenta características de projeto um pouco diferentes e também há o surgimento de um efeito que pode afetar fortemente o desempenho dos EDFAs. A absorção seqüencial de dois fótons ESA (*Excited State Absorption*) pode afetar o desempenho dos amplificadores de duas formas: através de absorção parasita de fótons de bombeio ou de fótons do sinal. Para o efeito de ESA no bombeio, parte da luz de bombeio na frequência ν_p não é absorvido pelos íons situados no nível 1, mas pelos íons situados no nível 2, devido à existência de um terceiro nível cujo intervalo de energia deste, $\Delta E = E_3 - E_2$, com o nível 2 é aproximadamente a mesma energia do fóton $h \cdot \nu_p$. Este processo ocorre somente se as seções de choque de ESA tiverem uma sobreposição com as seções de choque de absorção do bombeio.

Para o caso de ESA no sinal, a energia do sinal $h \cdot \nu_s$ é absorvida do nível 2 para o nível 3 devido ao mesmo intervalo energético descrito por $\Delta E = E_3 - E_2 \approx h \nu_s$. Como pode ser inferido, ambos ESA de sinal e bombeio causam perdas para o sinal e para o bombeio.

O efeito de ESA tem sido observado em fibras dopadas com érbio em diversas regiões espectrais, mas o principal interesse aqui é na janela de bombeamento de 980 nm e na janela dos sinais de 1500 à 1620 nm. Na primeira banda, o ESA de bombeio iniciado no nível meta-estável $^4I_{13/2}$ é praticamente inexistente [1]. Entretanto, o ESA de bombeio poder ser iniciado do nível de transição rápida $^4I_{11/2}$; onde o nível final é $^4F_{7/2}$. Mesmo assim, desde que a população deste nível decai rapidamente, ESA neste nível só é considerável para altas potências de bombeio [1], veja

Figura 2. 8. Por isso, o efeito de ESA é mais importante na segunda banda (1500 à 1620 nm) devido à degradação no desempenho do amplificador, principalmente na banda L e isto deve ser levado em consideração na modelagem do amplificador.

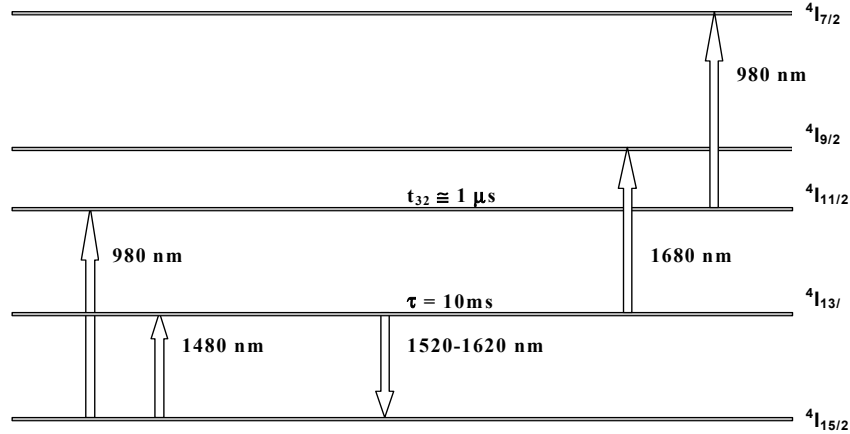
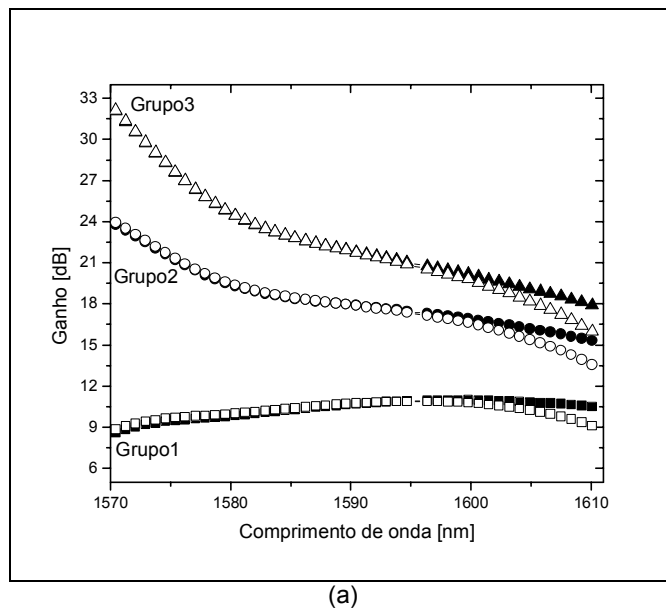


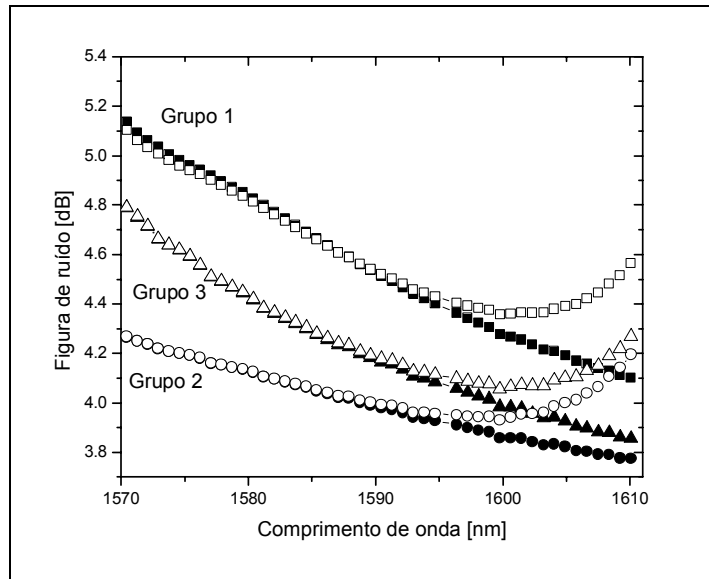
Figura 2. 8 – Diagrama simplificado com os níveis e transições de energia do Er^{3+} .

A inclusão do efeito ESA no modelo de dois níveis é feito pela modificação da eq. (2. 9), introduzindo a seção de choque de ESA, σ_{ESA} :

$$\frac{dP_k}{dz} = (\sigma_e(\nu_k) - \sigma_{ESA}(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot P_k(z) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k - \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k(z) \cdot \bar{n}_1 \cdot \Gamma_k + P_{0k} \cdot \sigma_a(\nu_k) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k \quad (2. 24)$$

Para demonstrar a influência do efeito ESA no desempenho dos amplificadores, foram feitas simulações comparando-se um EDFA com o efeito ESA, e o mesmo EDFA sem o efeito de ESA. O sistema consiste de uma fibra dopada de 16 m com bombeio co-propagante de 22 dBm e comprimento de onda em 1480 nm. Três diferentes grupos de sinais de entrada foram simulados. Os comprimentos de onda dos sinais variam de 1570 nm à 1610 nm, com espaçamento entre os canais de 0,8 nm. O primeiro grupo apresenta uma potência média de entrada de -6,7 dBm, enquanto o segundo -16,7 dBm e o terceiro é -26,7 dBm. O resultados das simulações, ganho e figura de ruído, são mostrados nas figuras abaixo.



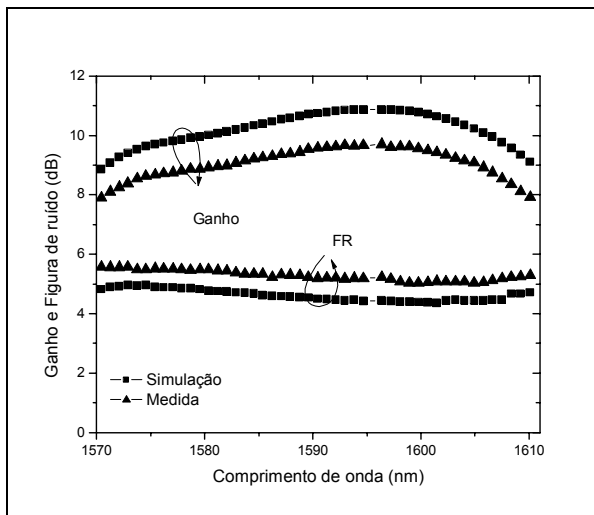


(b)

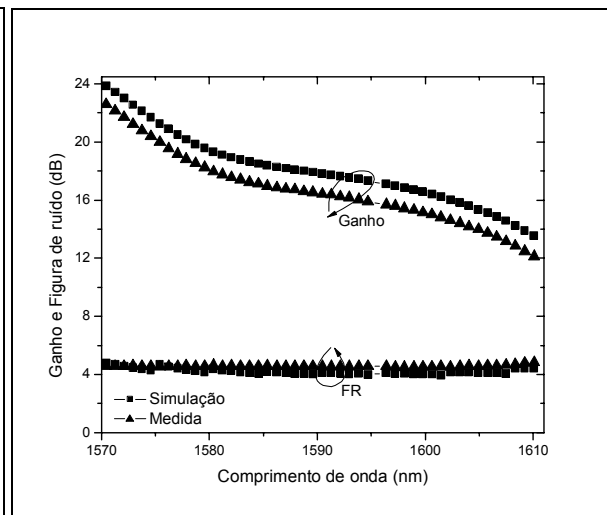
Figura 2.9 – (a) Ganho e (b) figura de ruído considerando o efeito ESA (símbolos abertos) ou não (símbolos fechados) para três grupos de sinais com potências de entrada diferentes.

De acordo com a figura é possível notar a influência do ESA nos comprimentos de onda maiores, diminuindo o ganho dos canais e aumentando a figura de ruído. Portanto, o efeito ESA se torna mais importante no desenvolvimento de amplificadores na banda L.

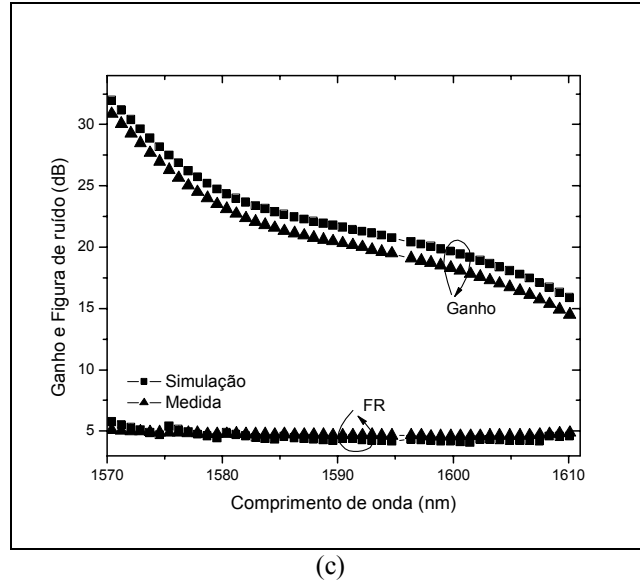
Para verificar a validade do modelo numérico para EDFAs na banda L, foram feitas medidas de ganho e figura de ruído para uma configuração similar a usada na simulação. O resultados são apresentados na figura abaixo.



(a)



(b)



(c)
Figura 2. 10 - Ganho e figura de ruído medidos (triângulos) e simulados (quadrados) para três grupos de sinais com potências de entrada diferentes. (a) Grupo1,(b) Grupo 2 e (c) Grupo 3.

Os resultados encontrados apresentam uma diferença menor que 1.5 dB para o ganho e menos de 1 dB para a figura de ruído. Entretanto, esta diferença ainda pode ser diminuída através da correção dos valores das seções de choque através de processos de otimização.

Outros efeitos que podem influenciar a resposta dos amplificadores são apresentados no apêndice A. Os modelos desenvolvidos aqui com todos estes efeitos podem ser utilizados no projeto de amplificadores a fibra dopado com érbio. No próximo capítulo serão introduzidos as alterações feitas nos modelos numéricos para possibilitar a simulação dos efeitos dinâmicos em EDFAs.

2.4 Outros Amplificadores Óticos a Fibra Dopada

Embora a fibra dopada com érbio seja a fibra dopada com terras raras mais utilizada, existem ainda outros tipos de fibras dopadas com terras raras usadas na área de amplificação ótica, tais como itérbio, túlio, hólmio e neodímio. Dentre estas fibras podemos destacar aqui as fibras dopadas com itérbio e as fibras dopadas com uma combinação de ambos elementos, érbio e itérbio.

Além dos modelos numéricos desenvolvidos para simulação das fibras dopadas com érbio, foram desenvolvidos também modelos numéricos para simulação de estado estacionário para fibras dopadas com itérbio e érbio-itérbio. Nas próximas seções são descritas os modelos numéricos para simulação destas fibras dopadas.

2.4.1 Amplificador a fibra dopada com itérbio

Os ions de itérbio (Yb^{3+}) oferecem boas características para a amplificação ótica, tais como uma larga banda de absorção, que prolonga-se desde 850 nm até 1070 nm, devido às transições dos níveis energéticos $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$. Desta forma as fibras dopadas com itérbio apresentam várias opções para lasers de bombeio. As fibras dopadas com itérbio também apresentam uma longa banda de emissão começando aproximadamente em 970 nm e indo até 1200 nm, veja Figura 2. 12.

Outra importante característica do Yb^{3+} é a simplicidade de seu diagrama de níveis de energia como pode ser visto na Figura 2. 11. O Yb^{3+} apresenta apenas dois estados: estado inicial, $^2F_{7/2}$, e estado meta-estável, $^2F_{5/2}$. O tempo de vida dos íons no estado meta-estável varia tipicamente entre 0.7 ms e 1.4 ms. A inexistência de níveis de energia mais altos reduz a incidência de relaxações e o efeito de ESA, o que é conveniente para o desenvolvimento de lasers e amplificadores de alta potência. Na Figura 2. 11 é mostrado aproximadamente a relação entre o comprimento de onda dos sinais absorvidos e emitidos, e as transições que ocorrem entre os subníveis do nível 1 e nível 2. As letras A, B, C, D e E representam as larguras de bandas com o qual as transições estão relacionadas [26].

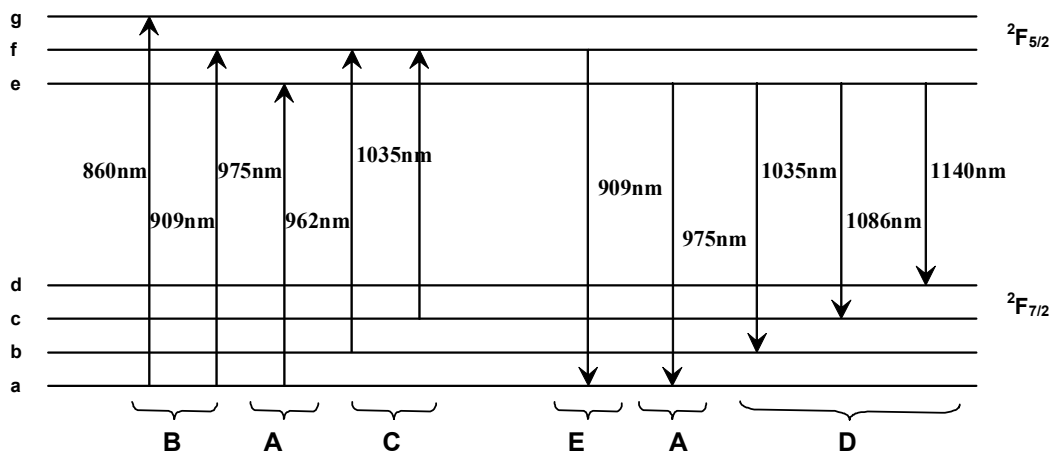


Figura 2. 11 - Diagrama de níveis de energia do íterbio com dois níveis de energia $^2F_{7/2}$ e $^2F_{5/2}$.

Outras características das fibras dopadas com íterbio são os altos valores das seções de choque de absorção e emissão, como pode-se ver na Figura 2. 12. Os valores de pico das seções de choque chegam a ser até dez vezes maior que os da fibras dopadas com érbio. Isto permite uma alta absorção do bombeio e conseqüentemente possibilitou o desenvolvimento de lasers a fibra de curto comprimento. Como mostrado na Figura 2. 11 algumas transições entre os sub-níveis de energia, tanto para a absorção quanto para a emissão, estão relacionadas com os comprimentos de onda de emissão e absorção, a relação entre eles podem ser vistas em sub-regiões que foram destacadas na Figura 2. 12.

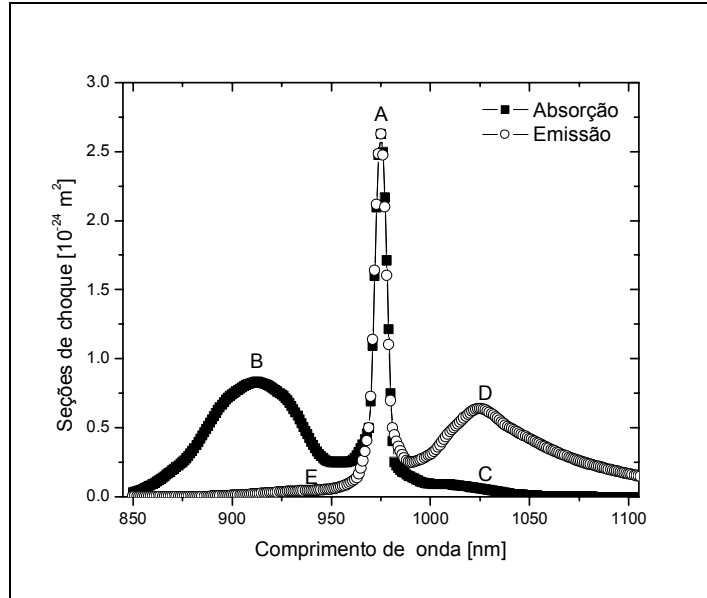


Figura 2. 12 – Seções de choque de absorção e emissão típicas para uma fibra dopada com itérbio [26].

2.4.2 Modelo numérico para a fibra dopada com itérbio

Assumindo-se um alargamento de linha homogêneo, o modelo numérico para fibra dopada com itérbio torna-se bem simples. Sendo este modelo baseado na solução das equações de taxa e propagação de um sistema de 2 níveis, o mesmo é muito semelhante ao modelo de dois níveis das fibras dopadas com érbio.

As equações de taxa são baseadas nos dois níveis de energia e descrevem os efeitos de absorção, emissão estimulada e emissão espontânea para as populações de íons do nível 1 e nível 2. Para um sistema de dois níveis e com k sinais ótica, as equações de taxa são definidas por [11]:

$$\frac{dn_1}{dt} = -\sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_1(r, \phi, z) + \sum_k \frac{\sigma_e(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_2(r, \phi, z) + \frac{1}{\tau} \cdot n_2(r, \phi, z) \quad (2. 25)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_1(r, \phi, z) - \sum_k \frac{\sigma_e(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_2(r, \phi, z) - \frac{1}{\tau} \cdot n_2(r, \phi, z) \quad (2. 26)$$

$$n_1(r, \phi, z) + n_2(r, \phi, z) = n_t(r, \phi, z) \quad (2. 27)$$

Onde h é a constante de Planck, τ é o tempo de vida no nível meta-estável, ν_k é a frequência e P_k é a potência do k -ésimo sinal. As seções de choque de absorção e emissão de cada sinal são definidas por $\sigma_a(\nu_k)$ e $\sigma_e(\nu_k)$, respectivamente, e n_t é a densidade de íons de itérbio. $i_k(r, \phi)$ é a intensidade ótica normalizada.

De forma similar ao modelo com érbio, as equações de propagação são descritas por

$$\frac{dP_k}{dz} = u_k \cdot \sigma_e(\nu_k) \cdot (P_k(z) + P_{0k}) \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty n_2(r, \phi, z) \cdot i_k(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi - u_k \cdot \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k(z) \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty n_1(r, \phi, z) \cdot i_k(r, \phi) \cdot r \cdot dr \cdot d\phi \quad (2. 28)$$

Usando-se a definição de fator de overlap e assumindo o estado estacionário, as equações de taxa e de propagação para fibra dopada com itérbio tornam-se

$$\overline{n_2}(z) = \frac{\sum_{k=1}^n \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_t} \cdot \Gamma_k}{\frac{1}{\tau} \cdot A_{eff} + \sum_{k=1}^n \frac{\sigma_a(\nu_k) + \sigma_e(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z) \cdot \Gamma_k} \quad (2. 29)$$

e

$$\frac{dP_k}{dz} = (\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k - \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_t} \cdot \Gamma_k + P_{0k} \cdot \sigma_e(\nu_k) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k \quad (2. 30)$$

O modelo para o estado estacionário das fibras dopadas com itérbio baseam-se na solução numérica das equações (2. 29) e (2. 30). O método usado na solução numérica é o mesmo usado para as fibras dopadas com érbio.

Como exemplo, foi simulado um fibra dopada com itérbio com bombeio contra-propagante em diferentes comprimentos de onda. A fibra dopada tem os parâmetros definidos na Tabela 2 e apresenta 1 metro de comprimento. As seções de choque de absorção e emissão são as mesmas descritas na Figura 2. 12.

Tabela 2 – Parâmetros da fibra dopada com itérbio

Raio do núcleo	3.2um
Raio da região dopada	3.2um
NA	0.13
Densidade de ions	$1.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$

Neste primeiro exemplo, o espectro do ganho na banda de 900 nm à 1100 nm é obtido para uma potência de bombeio contra-propagante de 100 mW e três comprimentos de onda de bombeio: 870 nm, 920 nm e 975 nm. As potências de entrada dos sinais simulados foram mantidas em -20 dBm. As curvas de ganho obtidas para cada bombeio são mostradas na Figura 2. 13. Como pode ser visto, para este valor de potência de bombeio e comprimento de fibra dopada, os maiores ganhos são obtidos para o bombeio em 920 nm, que é um dos pontos com maior diferença entre as seções de choque de absorção e emissão. Para todas as curvas a banda que vai de 900 nm à aproximadamente 960 nm não apresentam ganho devido à absorção ser maior nesta região.

As curvas obtidas para o bombeio em 870 nm e 975 nm são bem parecidas devido à baixa absorção do bombeio, e a banda entre 1020 nm à 1100 nm apresenta a melhor região de amplificação para estes bombeios. Devido à sua larga banda de absorção e emissão, a amplificação nas fibras dopadas com itérbio apresentam um grande número de possibilidades com relação ao comprimento de onda de e a sua potência de bombeio.

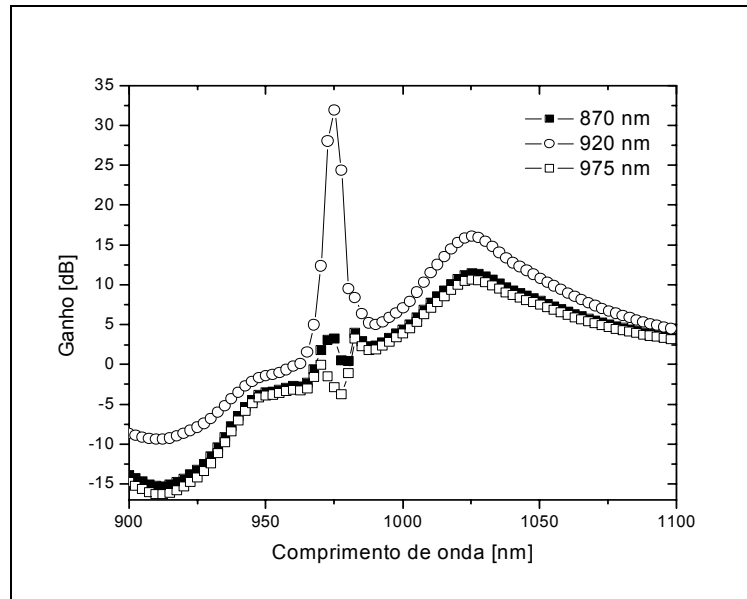


Figura 2. 13 – Spectro de ganho para três comprimentos de onda de bombeio.

Em um segundo conjunto de simulações o espectro de ganho foi obtido novamente, mas desta vez mantendo-se o bombeio contra-propagante em 920 nm e tendo diferentes valores de potência de bombeio. Os resultados das simulações podem ser vistos na Figura 2. 14. Pode-se notar que o amplificador está alcançando a saturação para as potências de bombeio em 100 mW e 150 mW, enquanto o ganho obtido para o bombeio em 50 mW é bem pequeno e ocorre em apenas uma parte do espectro.

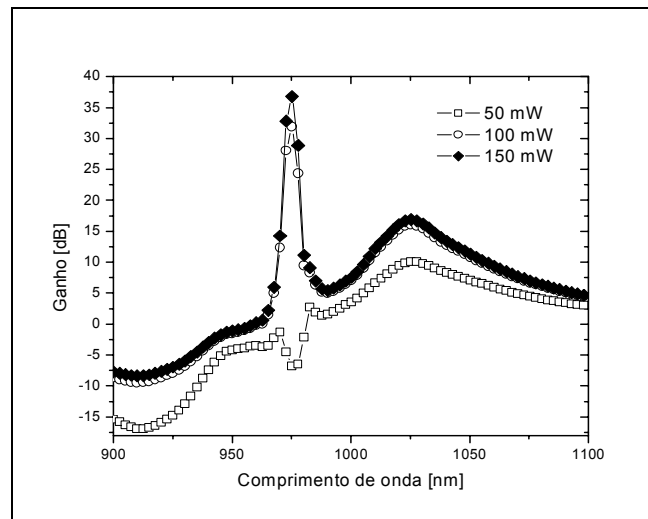


Figura 2. 14 - Spectro de ganho para o bombeio contra-propagante em 920 nm e três potências de bombeio.

Para melhor visualizar a saturação do amplificador com relação à variação da potência de bombeio, novas simulações foram feitas com a potência de bombeio variando de 10 mW a 200mW. O comprimento de onda de bombeio foi mantido fixo em 920 nm e foram analisados dois comprimentos de onda para os sinais, 975 nm e 1040 nm. O ganho do sinal e a potência de saída do ruído espontâneo co-propagante foram calculados, os resultados são mostrados na Figura 2. 15. Como pode-se ver a saturação do amplificador chega mais rápido para o sinal em 1040 nm. Isto acontece porque o ruído gerado pela emissão espontânea do amplificador é muito alto devido ao pico da emissão espontânea ser em 975 nm. Neste caso a potência de ruído co-propagante chega a atingir

mais de 15 dBm, enquanto que para o caso onde o comprimento de onda do sinal é 975 nm a potência de ASE fica menor que 9 dBm.

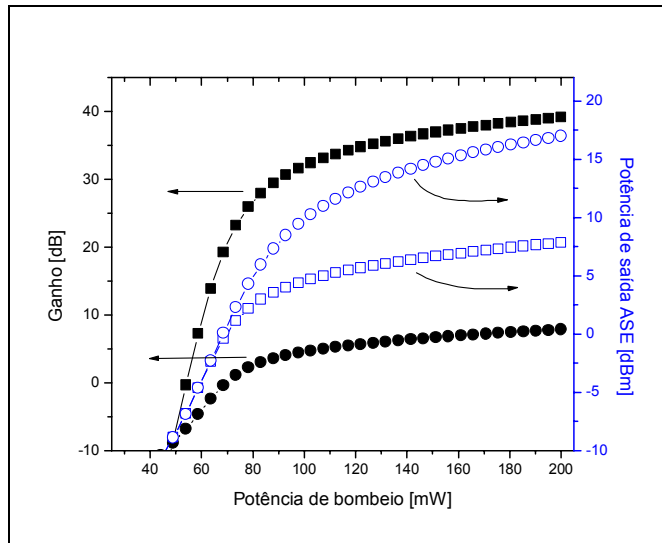


Figura 2. 15 - Ganho e potência de saída ASE para dois comprimentos de onda de sinal: 975 nm (representado por quadrados) e 1040 nm (representado por círculos).

2.4.3. Amplificador a fibra dopada com érbio e itérbio

Uma ados pelos efeitos de interações dos íons de érbio, é codopar com itérbio a fibra dopada com érbio. O princípio deste método poder ser visto através do diagrama de níveis energéticos mostrado na Figura 2. 16. O itérbio pode absorver um fóton dentro de sua banda de absorção e ser excitado ao seu nível superior. A partir deste estado, o íon pode transferir sua energia para o estado $^4I_{11/2}$ de um íon de érbio, o qual pode então decair para o nível $^4I_{3/2}$ e produzir a amplificação. Desta forma, a dopagem com itérbio causa o aumento da banda de bombeio do érbio, tornando possível bombear a fibra em comprimentos de onda que são disponíveis em lasers de alta potência.

2.4.4. Modelo numérico para a fibra codopada com Er e Yb

Para a modelagem da fibra codopada com érbio e itérbio foi usado um modelo de 6 níveis energéticos, dois níveis para os íons de itérbio e 4 níveis para os íons de érbio [12]. O diagrama com os níveis de um sistema Er-Yb é descrito na Figura 2. 16.

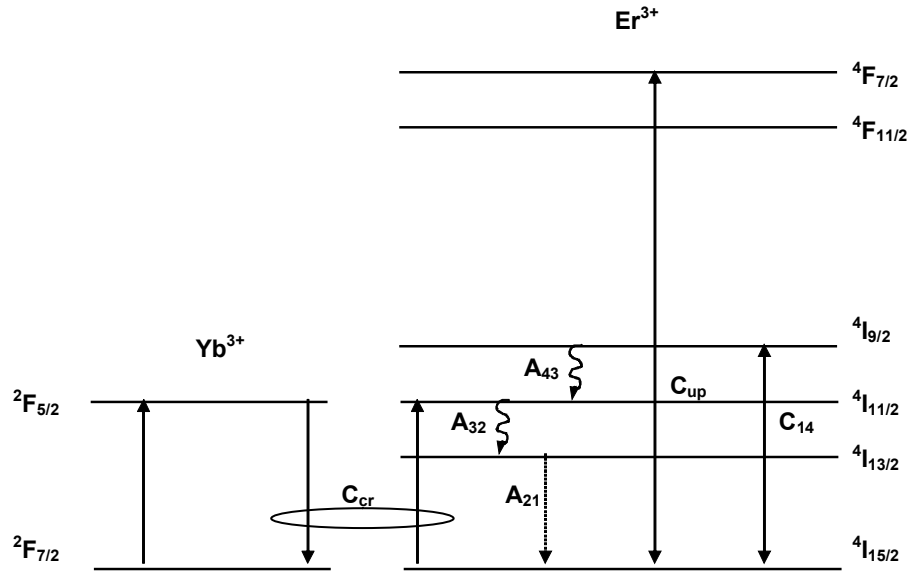


Figura 2. 16 – Representação dos níveis de energia para o sistema Er^{3+} - Yb^{3+} .

A densidade populacional dos níveis $^4I_{11/2}$ e $^4I_{9/2}$ do Er^{3+} foram incluídos junto com a conversão ascendente cooperativa do bombeio para o nível $^4I_{11/2}$. Dependendo do comprimento de onda do sinal de bombeio, a energia de bombeio pode ser absorvida por ambos ions de érbio, no nível $^4I_{15/2}$, e por ions de itérbio no nível $^2F_{7/2}$. Os ions de itérbio excitados no nível $^2F_{5/2}$ podem transferir suas energias para ions vizinhos de érbio que estejam no nível $^4I_{15/2}$, excitando-os ao nível $^4I_{11/2}$ de onde estes decaem rapidamente para o nível meta-estável $^4I_{13/2}$. A transferência inversa do nível de bombeio de Er para o nível de Yb é desconsiderada aqui.

Assumindo que os níveis de Er^{3+} : $^4I_{15/2}$, $^4I_{13/2}$, $^4I_{11/2}$ e $^4I_{9/2}$ foram especificados como nível 1, 2, 3 e 4, respectivamente, e os níveis de Yb^{3+} : $^2F_{7/2}$ e $^2F_{5/2}$ foram denotados como níveis 5 e 6, respectivamente. As densidades populacionais de cada nível são então denotadas como n_1 , n_2 , n_3 , n_4 , n_5 e n_6 , respectivamente. Os mecanismos de conversão ascendente cooperativa dos níveis meta-estável e de bombeio do érbio são modelados pelos termos quadraticos de n_2 e n_3 , com concentração dependente do coeficiente de conversão ascendente cooperativa. O processo de transferência de energia entre os íons de érbio e itérbio são descritos pelos coeficientes de relaxação cruzada [13]. As equações de taxa que descrevem as trocas de energia entre os níveis do sistema Er-Yb são dadas por [12]

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -W_{12}n_1 - W_{13}n_1 + \frac{n_2}{\tau_{Er}} + W_{21}n_2 + C_{up}n_2^2 - C_{14}n_1n_4 + C_{up}n_3^2 - C_{cr}n_1n_6 \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = W_{12}n_1 - W_{21}n_2 - \frac{n_2}{\tau_{Er}} + A_{32}n_3 - 2C_{up}n_2^2 + 2C_{14}n_1n_4 \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial n_3}{\partial t} = W_{13}n_1 - A_{32}n_3 + A_{43}n_4 - 2C_{up}n_3^2 + C_{cr}n_1n_6 \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial n_4}{\partial t} = C_{up}n_2^2 - C_{14}n_1n_4 - A_{43}n_4 + C_{up}n_3^2 \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial n_6}{\partial t} = W_{56}n_5 - \frac{n_6}{\tau_{yb}} - W_{65}n_6 - C_{cr}n_1n_6 \quad (2.35)$$

Nestas equações os termos W_{ij} representam as taxas de transição estimuladas entre os níveis i e j , τ_{Er} e τ_{yb} são os tempos de vida da emissão espontânea para os níveis $^4I_{13/2}$ e $^2F_{5/2}$, respectivamente, A_{32} e A_{43} são as taxas de relaxação não radioativas, e finalmente C_{up} , C_{14} e C_{cr} são os coeficientes de conversão ascendente cooperativa e de relaxação cruzada. As taxas de absorção do sinal, emissão do sinal, absorção do bombeio e emissão do bombeio (W_{12} , W_{21} , W_{13} , W_{56} e W_{65}) são dadas por [12]

$$W_{12}(r, z) = \frac{\sigma_{12}(\nu_s)}{h \cdot \nu_s} \cdot P_s(z) \cdot i_s(r, \phi, \nu_s) + \int_0^\infty \frac{\sigma_{12}(\nu)}{h \cdot \nu} [P_{ASE}^+(z, \nu) + P_{ASE}^-(z, \nu)] \cdot i_{ASE}(r, \phi, \nu) \cdot d\nu \quad (2.36)$$

$$W_{21}(r, z) = \frac{\sigma_{21}(\nu_s)}{h \cdot \nu_s} \cdot P_s(z) \cdot i_s(r, \phi, \nu_s) + \int_0^\infty \frac{\sigma_{21}(\nu)}{h \cdot \nu} [P_{ASE}^+(z, \nu) + P_{ASE}^-(z, \nu)] \cdot i_{ASE}(r, \phi, \nu) \cdot d\nu \quad (2.37)$$

$$W_{13}(r, z) = \frac{\sigma_{13}(\nu_p)}{h \cdot \nu_p} \cdot P_p(z) \cdot i_p(r, \phi, \nu_p) + \int_0^\infty \frac{\sigma_{13}(\nu)}{h \cdot \nu} [P_{ASE}^+(z, \nu) + P_{ASE}^-(z, \nu)] \cdot i_{ASE}(r, \phi, \nu) \cdot d\nu \quad (2.38)$$

$$W_{56}(r, z) = \frac{\sigma_{56}(\nu_p)}{h \cdot \nu_p} \cdot P_p(z) \cdot i_p(r, \phi, \nu_p) + \int_0^\infty \frac{\sigma_{56}(\nu)}{h \cdot \nu} [P_{ASE}^+(z, \nu) + P_{ASE}^-(z, \nu)] \cdot i_{ASE}(r, \phi, \nu) \cdot d\nu \quad (2.39)$$

$$W_{65}(r, z) = \frac{\sigma_{65}(\nu_p)}{h \cdot \nu_p} \cdot P_p(z) \cdot i_p(r, \phi, \nu_p) + \int_0^\infty \frac{\sigma_{65}(\nu)}{h \cdot \nu} [P_{ASE}^+(z, \nu) + P_{ASE}^-(z, \nu)] \cdot i_{ASE}(r, \phi, \nu) \cdot d\nu \quad (2.40)$$

Onde $\sigma_{21}(\nu)$, $\sigma_{65}(\nu)$, $\sigma_{12}(\nu)$, $\sigma_{13}(\nu)$ e $\sigma_{56}(\nu)$ são as seções de choque de absorção e emissão de Er^{3+} e Yb^{3+} , h é a constante Planck. $P_{ASE}^+(z, \nu)$, $P_{ASE}^-(z, \nu)$ são as potências óticas de emissão espontânea co-propagantes e contra-propagantes com frequência central ν e largura de banda $\Delta\nu$. Elas representam as potências de ASE devido a transição $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ em $1400 \text{ nm} < \lambda < 1650 \text{ nm}$ e também as potências de ASE devido a transição $^2F_{5/2} - ^2F_{7/2}$ em $850 \text{ nm} < \lambda < 1100 \text{ nm}$. $P_s(z)$ é a potência do sinal, $P_p(z)$ é a potência de bombeio, ν_s e ν_p são as frequências de sinal e bombeio, respectivamente e $i(r, \phi, \nu)$ intensidade ótica normalizada.

A densidade total de ions de Er^{3+} e Yb^{3+} (n_{Er}^t e n_{Yb}^t) são consideradas uniformes dentro de todo núcleo da fibra (ou parte do núcleo) e ao longo do comprimento da fibra. Estas satisfazem as seguintes equações.

$$n_{Er}^t = n_1(r, z) + n_2(r, z) + n_3(r, z) + n_4(r, z) \quad (2.41)$$

$$n_{Yb}^t = n_5(r, z) + n_6(r, z) \quad (2.42)$$

A equação de propagação da potência de bombeio ao longo da fibra é da pela equação [12]

$$\frac{\partial P_p(z, \nu_p)}{\partial z} = - \left[2\pi \cdot \int_0^b [\sigma_{56}(\nu_p) \cdot n_5(r, z) + \sigma_{13}(\nu_p) \cdot n_1(r, z) - \sigma_{65}(\nu_p) \cdot n_6(r, z)] i_p(r, \phi, \nu_p) \cdot r \cdot dr + l(\nu_p) \right] \cdot P_p(z, \nu_p)$$

(2. 43)

Onde b é raio da area codopada com $\text{Er}^{3+}\text{-Yb}^{3+}$ no núcleo da fibra e l é a perda de fundo da fibra. As potências dos sinais e a potência de ASE em ambas bandas de bombeio e de sinal são amplificados de acordo com

$$\frac{\partial P_s(z, \nu_s)}{\partial z} = [g_e(z, \nu_s) - g_a(z, \nu_s) - l(\nu_s)] \cdot P_s(z, \nu_s) \quad (2. 44)$$

$$\frac{\partial P_{ASE}^{\pm}(z, \nu)}{\partial z} = \pm 2 \cdot h \cdot \nu \cdot \Delta \nu \cdot g_e(z, \nu) \pm [g_e(z, \nu) - g_a(z, \nu) - l(\nu)] \cdot P_{ASE}^{\pm}(z, \nu) \quad (2. 45)$$

Os coeficientes de absorção $g_a(z, \nu_s)$ e emissão $g_e(z, \nu_s)$ são determinados a partir das correspondentes seções de choque de absorção e de emissão com as integrais de overlap entre o modo LP_{01} e a distribuição da densidade de ions nos níveis ${}^2F_{5/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^2F_{7/2}$, ${}^4I_{15/2}$.

$$\begin{aligned} g_e(z, \nu) &= 2 \cdot \pi \cdot \sigma_{65}(\nu) \cdot \int_0^b n_6(r, z) \cdot i(r, \nu) \cdot r \cdot dr & 850\text{nm} < \lambda < 1100\text{nm} \\ g_e(z, \nu) &= 2 \cdot \pi \cdot \sigma_{21}(\nu) \cdot \int_0^b n_2(r, z) \cdot i(r, \nu) \cdot r \cdot dr & 1400\text{nm} < \lambda < 1650\text{nm} \\ g_a(z, \nu) &= 2 \cdot \pi \cdot \sigma_{56}(\nu) \cdot \int_0^b n_5(r, z) \cdot i(r, \phi, \nu) \cdot r \cdot dr & 850\text{nm} < \lambda < 1100\text{nm} \\ g_a(z, \nu) &= 2 \cdot \pi \cdot \sigma_{12}(\nu) \cdot \int_0^b n_1(r, z) \cdot i(r, \phi, \nu) \cdot r \cdot dr & 1400\text{nm} < \lambda < 1650\text{nm} \end{aligned} \quad (2. 46)$$

(2. 47)

As equações (2. 43)-(2. 47) são resolvidas numericamente para se simular a amplificação de sinais óticos em uma fibra co-dopada com Er e Yb. Estas equações formam um sistema de equações diferenciais acopladas, que são solucionadas para o estado estacionário usando-se um método iterativo e a integração ao longo da fibra através do método de Runge-Kutta. As densidades populacionais $n_1(r, z)$, $n_2(r, z)$, $n_3(r, z)$, $n_4(r, z)$, $n_5(r, z)$ e $n_6(r, z)$ são obtidas para o estado estacionário, considerando-se que a derivada no tempo destas densidades seja zero, através da solução numérica das equações de taxa (2. 31)-(2.35) em conjunto com as equações (2. 41) e (2. 42).

Usando o modelo numérico baseado na solução das equações de taxa e propagação, para o estado estacionário, de uma fibra codopada com Er e Yb. Foram feitas simulações para analisar o impacto da dopagem de itérbio em um EDFA. Os parâmetros característicos da fibra dopada de dupla casca são mostrados na tabela abaixo [14].

Tabela 3 – Parâmetros da fibra codopada com Er-Yb [14]

Raio do núcleo	3.05 μm
Raio da area dopada	3.05 μm
Raio da primeira casca	65 μm
NA	0.17
Densidade de Er^{3+}	$1.9 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$
Densidade de Yb^{3+}	$9.1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$
τ_{Er}	11 ms
τ_{Yb}	1.5 ms
Coeficiente de upconversion	$1.75 \times 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}$
Coeficiente de relaxação cruzada	$3.5 \times 10^{-22} \text{ m}^3/\text{s}$
Coeficientes de relaxação não radiotivas	$1 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$

A partir destes valores e usando as seções de choque apresentadas em [14], simulações foram feitas para reproduzir os resultados experimentais encontrados. A Figura 2. 17.a, mostra o esquema simplificado do experimento reproduzido pela simulação.

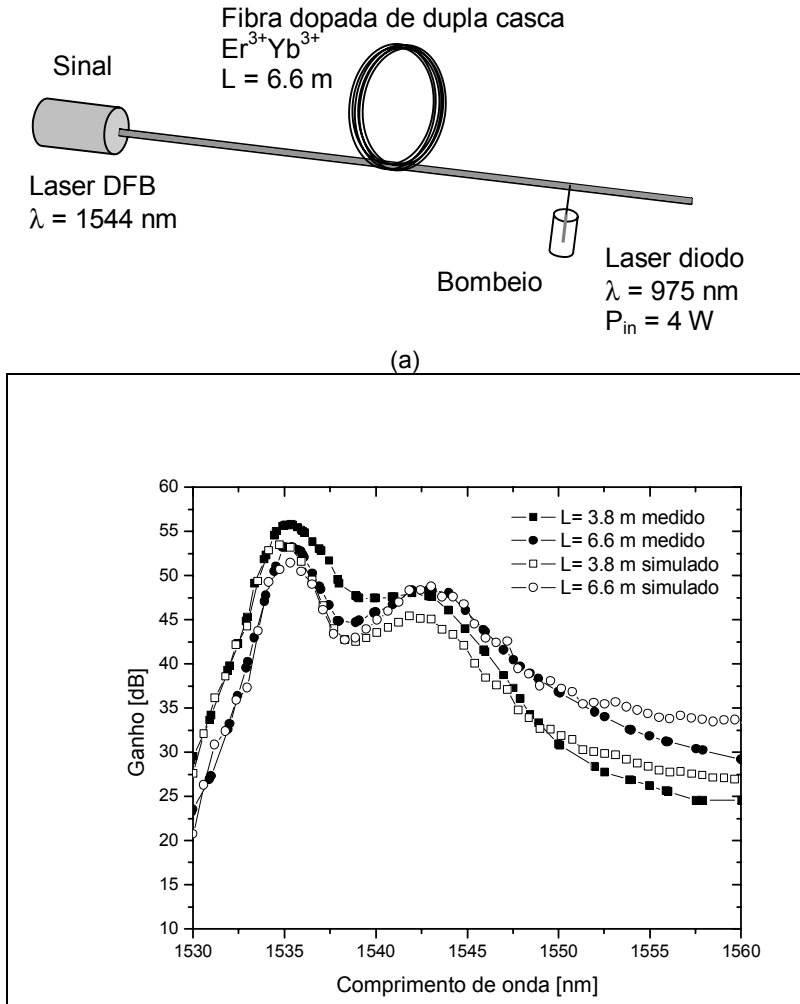


Figura 2. 17 – (a) Configuração do sistema usado para validação do modelo do amplificador. (b) Ganho do amplificador encontrado experimentalmente [14] e simulado para diferentes comprimentos de fibra.

Os resultados obtidos na simulação mostram uma boa concordância com os resultados experimentais, apesar de em alguns pontos a diferença chegar a mais de 4 dB. Como os valores das seções de choque para o érbio foram obtidos a partir de uma figura em [14], isto levou a uma menor precisão em algumas regiões do espectro, entretanto através de uma maior precisão nos valores da seções de choque pode-se ainda obter uma melhoria nestes resultados.

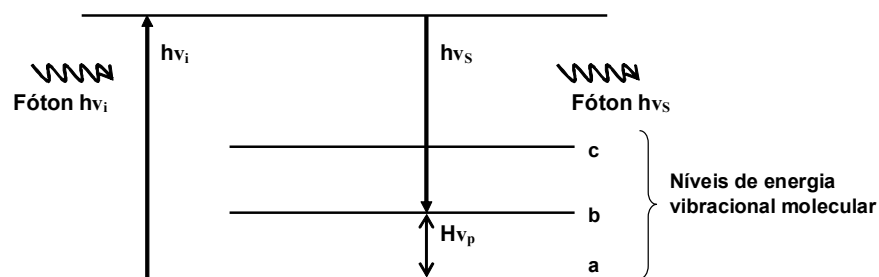
2.5 Amplificadores a Fibra Raman

Nos últimos anos a pesquisa e desenvolvimento de amplificadores a fibra Raman (RFAs) têm recebido um grande interesse devido suas vantagens sobre os amplificadores a fibra dopada com érbio. Dentre estas vantagens destacam-se [15]:

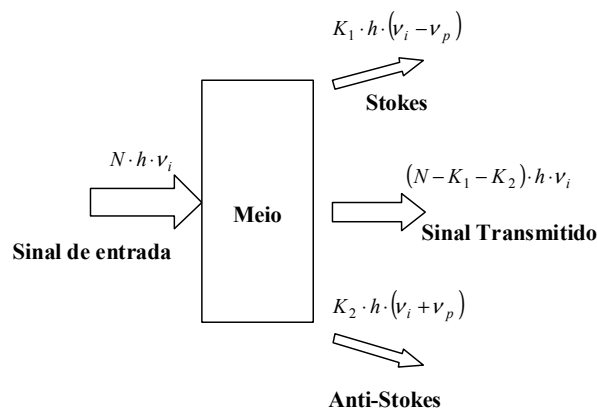
- existência de ganho Raman em todas as fibras óticas;
- a disponibilidade do ganho sobre uma grande banda de propagação da fibra;

- o fato que o espectro de ganho do amplificador Raman pode ser construído pelo ajuste das potências e comprimentos de onda de bombeio;
- sua melhor figura de ruído;
- e sua reduzida penalidade por não-linearidade.

A amplificação Raman baseia-se no efeito não-linear de espalhamento Raman, o qual acontece quando um meio absorve um fóton e então libera um outro fóton com energia diferente. A diferença de energia é usada para mudar seu estado energético vibracional, Figura 2. 18. Este processo pode aumentar ou diminuir a energia vibracional da molécula, mas o efeito é mais forte quando parte da energia do fóton de entrada é convertido em energia vibracional, chamado fónon, de forma que a molécula libera um fóton de energia menor que a luz de entrada.



(a)



(b)

Figura 2. 18 – Processo de espalhamento Raman. (a) Diagrama esquemático e (b) geração das ondas de Stokes e anti-Stokes.

A luz espalhada, o qual tem uma frequência menor que a luz de bombeio, é conhecida como radiação Stokes. No caso oposto, a luz incidente interage com um meio excitado e esta luz é espalhada com frequência maior que a luz incidente. Este caso é conhecido como radiação anti-Stokes e a molécula finaliza a interação em um estado vibracional de menor energia. O processo descrito, e mostrado na Figura 2. 18.b, é chamado de espalhamento Raman espontâneo e foi observado primeiro por Landsberg, Mandelstam e Raman [27] em 1928.

Para ser mais preciso, a amplificação Raman é causada pelo espalhamento estimulado de Raman (SRS). A probabilidade do evento de espalhamento Raman acontecer é proporcional ao

número de fótons do sinal de bombeio por seção transversal (densidade de fótons) e a seção de choque Raman. A seção de choque Raman espontânea a zero Kelvin, $\sigma_0(\nu)$, é definida como a razão entre a potência irradiada nos comprimentos de onda de Stokes e a potência de bombeio para uma temperatura de zero grau Kelvin, o qual pode ser obtida com a medida da seção de choque Raman $\sigma_T(\nu)$ para a temperatura T_1 e população térmica $N(\nu, T)$:

$$\sigma_0(\nu) = \sigma_T(\nu) / (N(\Delta\nu, T) + 1) \quad (2.48)$$

Onde

$$N(\Delta\nu, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{h \cdot c \cdot \Delta\nu}{K \cdot T} - 1\right)} \quad (2.49)$$

Da referência [16] pode-se definir o coeficiente de ganho Raman como

$$g_R = \sigma_0 \cdot \frac{\lambda_s^3}{c^2 \cdot h \cdot n(\nu)^2} \quad (2.50)$$

Onde λ_s é o comprimento de onda de Stokes, $n(\nu)$ é o índice de refração que depende da frequência. Um exemplo com as curvas de ganho Raman pode ser visto na Figura 2. 19. O ganho Raman apresenta duas curvas, uma para a luz polarizada paralelamente (co-polarizada) e uma outra para a luz polarizada perpendicularmente à luz de bombeio [15]. Como pode ser visto, o ganho Raman co-polarizado é muito maior que o ganho ortogonal, o que pode causar dependência da polarização no amplificador Raman. Entretanto, esta dependência pode ser diminuída quando um esquema de bombeio com polarizações combinadas ou com bombeio despolarizado são utilizados.

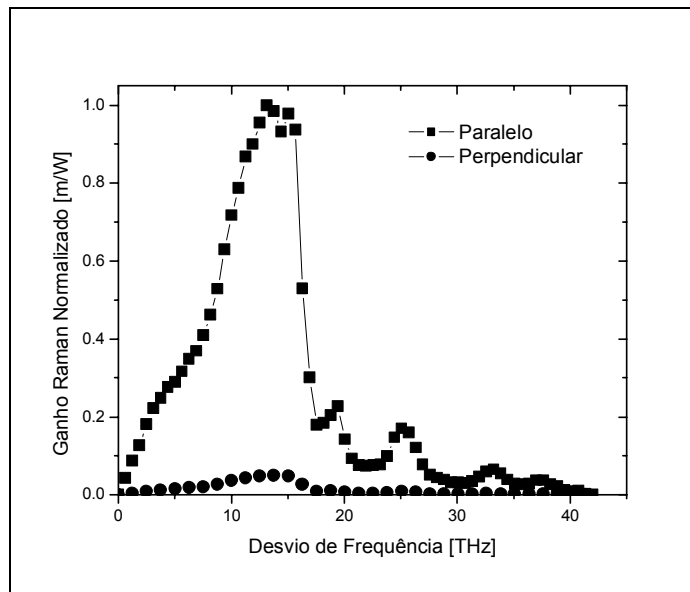


Figura 2. 19 – Ganho Raman normalizado para sinal e bombeio polarizados perpendicularmente e em paralelo.

2.5.1 Modelamento numérico de RFAs

O modelo numérico usado para descrever o comportamento de sinais constantes (CW) propagando-se em um RFA baseia-se na solução numérica das equações diferenciais apresentadas em [17] e [20]. Estas equações descrevem a propagação de sinais óticos em ambos sentidos em uma fibra ótica e os seguintes efeitos são considerados:

- Interações Raman entre os sinais de bombeio, entre os próprios sinais, e entre o bombeio e os sinais;
- A emissão espontânea de Raman e sua dependência com temperatura;
- A geração de Stokes de ordem mais alta;
- O espalhamento de Rayleigh;
- Perdas devida à atenuação.

Quando todos estes efeitos são considerados, as equações de propagação descrevendo a evolução das potências dos sinais co-propagantes e contra-propagantes podem ser escritas da seguinte forma [17]:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial P^\pm(z, t, \nu)}{\partial z} = & \mp \alpha(\nu) \cdot P^\pm(z, t, \nu) \pm \gamma(\nu) \cdot P^\mp(z, t, \nu) \pm \\
 & P^\pm(z, t, \nu) \cdot \sum_{\nu < \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{K_{eff} A_{eff}} \cdot [P^\pm(z, t, \zeta) + P^\mp(z, t, \zeta)] \pm \\
 & h \cdot \Delta \nu \cdot \sum_{\nu < \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{A_{eff}} \cdot [P^\pm(z, t, \zeta) + P^\mp(z, t, \zeta)] \cdot \left[1 + \left(\exp \left[\frac{h(\zeta - \nu)}{kT} \right] - 1 \right)^{-1} \right] \mp \\
 & P^\pm(z, t, \nu) \cdot \sum_{\nu > \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{K_{eff} A_{eff}} \cdot \frac{\nu}{\zeta} \cdot [P^\pm(z, t, \zeta) + P^\mp(z, t, \zeta)] \mp \\
 & 2 \cdot h \cdot \nu \cdot \Delta \nu \cdot P^\pm(z, t, \nu) \cdot \sum_{\nu > \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{A_{eff}} \cdot \left[1 + \left(\exp \left[\frac{h(\nu - \zeta)}{kT} \right] - 1 \right)^{-1} \right]
 \end{aligned} \tag{2. 51}$$

Onde ν e ζ indicam as freqüências dos sinais (bombeios), $P^+(z, t, \nu)$ é a potência do sinal (bombeio) propagando-se *forward* com a freqüência ν , $P^-(z, t, \nu)$ é a potência do sinal (bombeio) propagando-se *backward* com uma freqüência ν , α é a atenuação da fibra, γ é coeficiente de espalhamento Rayleigh, $g_r(\nu, \zeta)$ é o coeficiente de ganho Raman na freqüência ν devido a um bombeio na freqüência ζ , A_{eff} é a área efetiva da fibra, K_{eff} é o fator de polarização que leva em conta a variação das polarizações entre os sinais e o bombeio; para uma mistura completa de polarizações este parâmetro pode ser definido como 2, $\Delta \nu$ é o intervalo de freqüência de uma componente do ruído, h é a constante de Planck, k é a constante de Boltzman, e T é a temperatura absoluta da fibra.

As equações diferenciais acopladas, baseadas na equação (2. 51), são solucionadas numericamente usando-se um processo iterativo para todos os sinais co-propagantes e contra-propagantes.

Os coeficientes de ganho Raman usados neste trabalho são calculados tendo como base o perfil de ganho Raman normalizado que é apresentado na Figura 2. 20. Como demonstrado em [21] e [16]

os perfis de ganho normalizado são muito parecidos mesmo para fibras óticas diferentes, tais como a padrão SMF, a DSF, e a DCF. As pequenas diferenças podem ser desprezadas sem que se perca muito de sua precisão. Portanto, este perfil de ganho Raman normalizado é utilizado para todas as fibras usadas neste trabalho e os coeficientes de ganho Raman são calculados de acordo com:

$$g_r(\nu) = G_r \cdot g_{rNor}(\nu) \cdot \frac{\nu_{pump}}{\nu_{ref}} \quad (2.52)$$

Onde G_r é o pico do ganho Raman medido para o bombeio de referência (ν_{ref}), $g_{rNor}(\nu)$ é o coeficiente de ganho Raman normalizado e ν_{pump} é a frequência de bombeio.

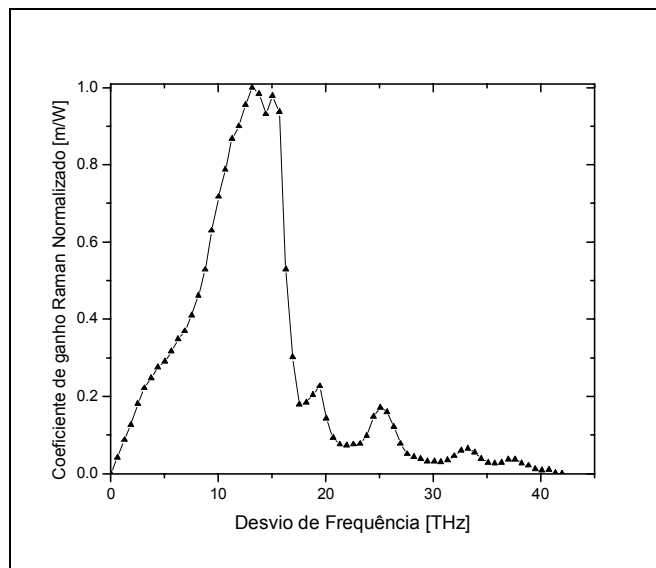


Figura 2. 20 – Coeficiente de ganho Raman normalizado para um fibra de sílica.

2.5.2. RFA em um regime sem a depleção do bombeio

Para se verificar a validade da solução numérica da equação (2. 51), os resultados obtidos através desta equação foram comparados à solução analítica que pode ser obtida quando a depleção do bombeio devido ao SRS é desconsiderada. Os parâmetros usados para o amplificador Raman, tais como atenuação, área efetiva, e coeficientes de ganho Raman são equivalentes aos de uma fibra compensadora de dispersão (DCF).

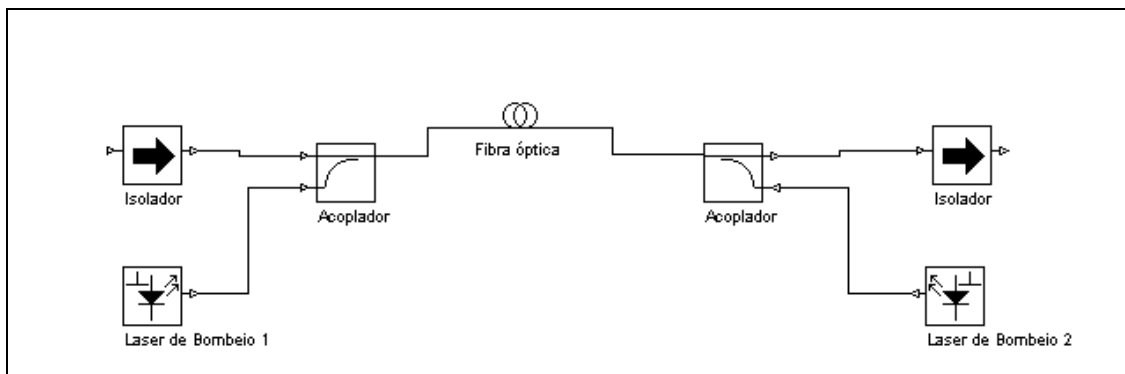


Figura 2. 21 – Configuração geral dos amplificadores a fibra Raman com possibilidade de bombeio co-propagante, contra-propagante e bidirecional.

No modelamento da solução analítica, foi assumido um sinal de bombeio monocromático propagando-se com um sinal de baixa potência através de uma fibra com perdas, mas com espalhamento Rayleigh desprezível. Sob estas circunstâncias, a evolução do bombeio é independente da potência do sinal e da emissão espontânea, e é determinada somente pelas perdas da fibra. De acordo com [20] o ganho total sob um regime de não depleção do sinal de bombeio é dado por:

$$G_{net} = \exp\left(\frac{g_r \cdot P_p}{K_{eff} \cdot A_{eff}} \cdot L_{eff} - \alpha_s \cdot L\right) \quad (2.53)$$

Onde L o comprimento da fibra, e L_{eff} é o comprimento efetivo de interação não-linear definido por

$$L_{eff} = \frac{(1 - \exp(-\alpha_p \cdot L))}{\alpha_p} \quad (2.54)$$

O fator de polarização, K_{eff} , entre o sinal de bombeio e o sinal stokes também é considerado nesta equação. A equação (2. 53) é válida tanto para o bombeio co-propagante quanto para o bombeio contra-propagante.

Para esta simulação o comprimento da fibra usado é 30 km, o sinal tem o comprimento de onda em 1550 nm e sua potência de entrada varia de -30 dBm à 10 dBm. O bombeio é em 1450 nm e sua potência é de 150 mW. O ganho para as configurações de bombeio co-propagante e contra-propagante foram obtidos na simulações e os resultados são mostrados na Figura 2. 22.

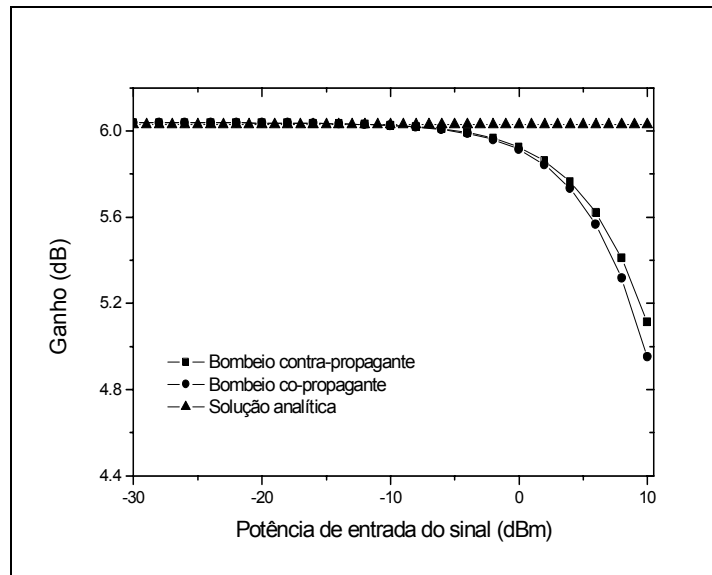


Figura 2. 22 – Ganho obtido usando-se uma fibra DCF como amplificador Raman.

Através da Figura 2. 22 pode ser visto que os resultados analíticos e os resultados obtidos nas simulações apresentam uma boa concordância para potências de entrada do sinal até -10dBm. A partir deste valor a diferença entre os resultados aumenta de forma rápida. Este aumento na diferença dos resultados se deve ao fato que a potência de bombeio começa a ser afetada pelas

interações Raman entre o bombeio e o sinal, portanto a solução analítica, eq. (2. 53) começa a perder sua precisão e não consegue caracterizar o ganho do sinal para estes casos. Outro ponto relevante a se observar no regime de não depleção do bombeio, é que mesmo com as diferentes configurações de bombeio (co e contra-propagante) o ganho de sinal obtido é o mesmo, entretanto diferenças entre as duas configurações começam a aparecer quando o amplificador atinge sua saturação.

Em uma nova comparação, o ganho do sinal em função do comprimento da fibra DCF é analisado. Neste caso a potência de entrada do sinal foi mantida constante em -20 dBm, o que de acordo com a Figura 2. 22 mantém o amplificador num regime de não depleção do bombeio. O comprimento da fibra foi variado de 5 km à 100 km. O resultados encontrados através de simulações e com o modelo analítico são mostrados na Figura 2. 23. Como pode-se ver, há uma completa concordância dos resultados, o que mostra a confiabilidade da solução numérica do modelo neste caso. Sendo que o modelo numérico apresenta a vantagem de poder ser utilizados para vários lasers de bombeio.

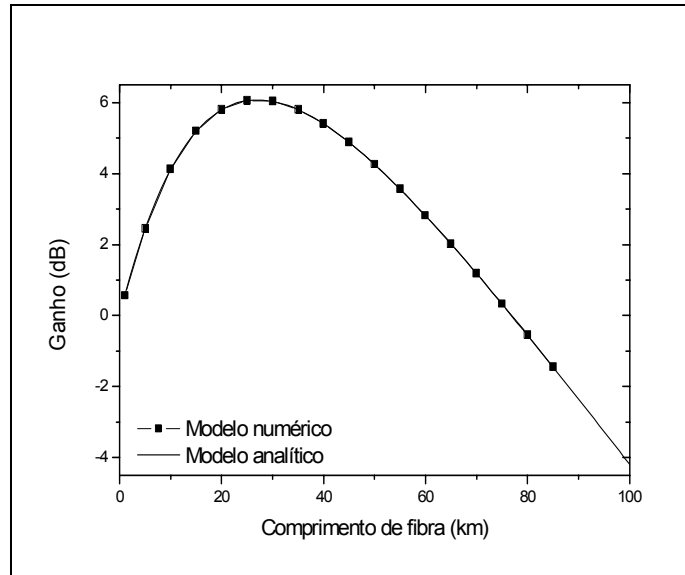


Figura 2. 23 – Ganho do amplificador para diferentes comprimentos de fibra DCF.

2.5.3 – Ganho e ruído em RFAs

Nesta seção as características de ganho e ruído dos RFAs são analisadas [18][19]. Aqui é definido um novo parâmetro para a medida do ganho da fibra sem a inclusão da atenuação que é chamado de ganho on-off do amplificador, e é definido como:

$$G_{on-off} = \frac{P(L)/P(0)}{e^{-\alpha \cdot L}} = \frac{G_{net}}{e^{-\alpha \cdot L}} \quad (2. 55)$$

Onde $P(L)$ e $P(0)$ são, respectivamente, a potência de saída e de entrada do sinal, ou seja, o numerador da eq. (2. 55) é o ganho do amplificador. L é o comprimento da fibra e α é a atenuação da fibra.

Inicialmente, o ganho como função do comprimento da fibra é analisado. O RFA simulado apresenta um bombeio contra-propagante e as características do sistema simulado são destacados na Tabela 4. O sistema é simulado para quatro valores de coeficiente de atenuação da fibra e o comprimento da fibra é variado de 5 à 100 km. Os resultados encontrados são mostrados na Figura 2. 24.

Tabela 4 – Parâmetros do sistema

Raman gain coefficient [m/W]	9,2e-14
Effective area [μm^2]	50
Input signal power [dBm]	-20
Input pump power [dBm]	23
Signal wavelength [nm]	1550
Pump wavelength [nm]	1450

A partir dos resultados, pode-se notar que o aumento da atenuação da fibra causa a degradação do valor máximo de ganho on-off que se consegue obter. O que é plenamente justificável já que um aumento nas perdas de bombeio diminui a energia total disponível para o processo de amplificação. Um outro ponto relacionado à menor potência de bombeio é que a saturação do ganho, que acontece em todas as curvas de ganho quando o comprimento da fibra é aumentado, acontece para comprimentos de fibra menor quando a atenuação da fibra é aumentada. Esta saturação está relacionada com o comprimento efetivo da fibra, Eq. (2. 54), o qual torna-se $1/\alpha_p$ para $L \rightarrow \infty$ e diminui com o aumento da atenuação da fibra.

Resultados similares são encontrados quando a potência de emissão espontânea (ASE) co-propagante é calculada para uma banda de ruído de 100 nm centrada em 1550 nm, mostrado na Figura 2. 24.b. Entretanto a saturação da potência de ruído de saída acontece para comprimentos de fibra bem menores que no caso do ganho.

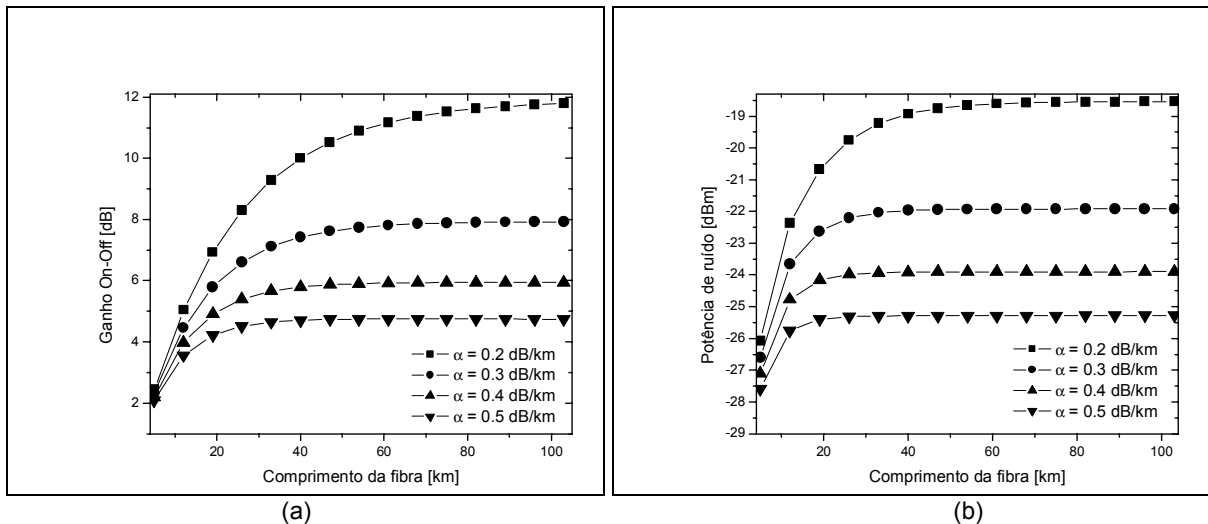


Figura 2. 24 – (a) Ganho on-off e (b) e ruído gerado pelo RFA em função do comprimento da fibra.

No próximo caso analisado, o comportamento do ganho on-off é obtido em função da potência de entrada do sinal e da potência de bombeio. O parâmetros do sistema simulado são mostrados na Tabela 5. A potência de entrada do sinal varia de -20 dBm à 17 dBm e há três valores de potência de bombeio: 300 mW, 500mW e 700 mW. Os resultados encontrados são mostrados na Figura 2. 25.

Tabela 5 – Parâmetros do sistema

Fiber length [km]	60
Raman gain coefficient [m/W]	9,2e-14
Effective area [μm^2]	50
Attenuation [dB/km]	0,2 dB/km
Signal wavelength [nm]	1550
Pump wavelength [nm]	1450

Como era de se esperar, a saturação do ganho *on-off* acontece com o aumento da potência de entrada do sinal. Já o aumento da potência de bombeio causa a saturação do amplificador para potências de entrada de menor valor, entretanto, o mesmo aumento da potência de bombeio faz com que o sinal obtenha um ganho maior na fibra, sendo este o motivo para as potências de entrada menores alcançarem a saturação.

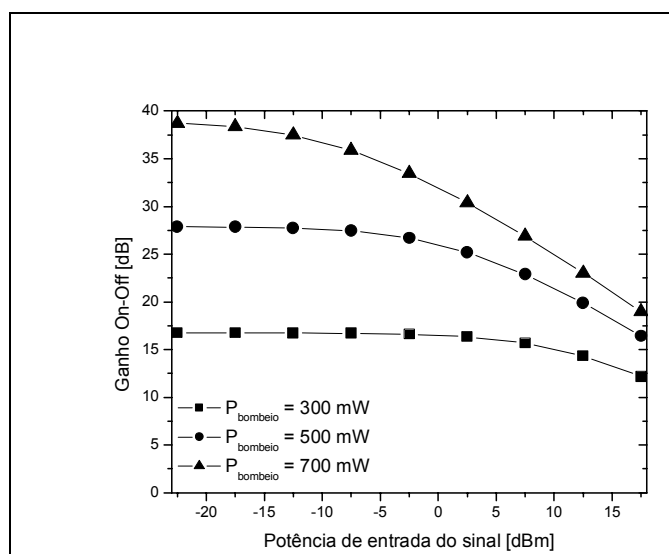


Figura 2. 25 – Ganho on-off em função da potência de entrada do sinal e da potência de bombeio.

2.5.4 – A influência da polarização no ganho dos RFAs

Como havia sido destacado na introdução, há uma forte dependência entre o ganho Raman e os estados de polarização do bombeio e do sinal. Entretanto, desde que os comprimentos de interação dos RFAs são geralmente maiores que alguns quilômetros, isto conduz à perda da correlação entre os estados de polarização do sinal e do bombeio durante as interações. Portanto, mesmo que os sinais e o bombeio sejam inicialmente polarizados paralelamente ou ortogonalmente, este estado inicial é perdido e as polarizações são embaralhadas.

Mesmo assim, existe a possibilidade de ocorrer uma dependência da polarização no ganho do RFA. Entretanto, esta pode ser praticamente eliminada usando-se lasers com polarização combinada [23] ou usando-se um despolarizador no laser de bombeio [24].

2.5.5 – Dependência da temperatura

De acordo com a equação (2. 51) o ganho do RFA não apresenta dependência da temperatura, entretanto o ruído gerado é influenciado pela temperatura. Em [22] é demonstrado como a temperatura afeta somente o ruído ótico na amplificação Raman.

A influência da temperatura no ganho e na emissão espontânea do amplificador foram investigadas e comprovadas em [20]. Para demonstrar o efeito da temperatura no ruído do amplificador Raman, um RFA foi simulado considerando-se três diferentes temperaturas de simulação. A figura de ruído foi calculada para o comprimento de onda sinal variando de 1500 nm à 1600nm. A definição da figura de ruído usada aqui foi modificada para que esta seja comparável à figura de ruído do EDFA. Portanto a figura de ruído efetiva do RFA é definida como:

$$NF_{eff}(\nu) = \frac{1 + 2 \cdot P_{ASE}(\nu)}{h \cdot \nu \cdot G_{on-off}(\nu)} \quad (2. 56)$$

Os resultados encontrados na simulação são mostrados na Figura 2. 26. Como pode ser visto a emissão espontânea aumenta com altas temperaturas e consequentemente a figura de ruído.

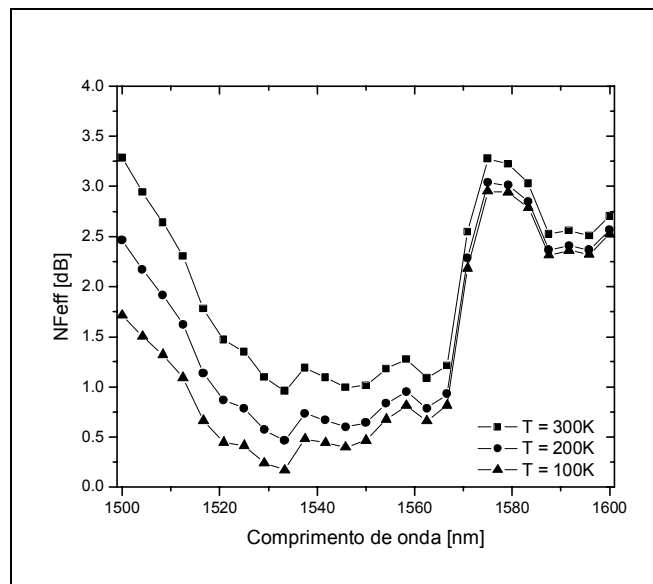


Figura 2. 26 – Espectro da figura de ruído em um RFA para três temperaturas.

2.5.6 – Espalhamento duplo de Rayleigh

No modelo numérico desenvolvido a partir da equação (2. 51) o efeito do espalhamento de Rayleigh é considerado e pode-se ter uma análise do impacto do espalhamento no ganho obtido pelos canais que propagam-se pela fibra. Entretanto, este modelo não torna possível analisar o surgimento dos sinais gerados pelo efeito do espalhamento duplo de Rayleigh (DRB), que apesar de não causarem um impacto considerável no ganho dos canais, estes podem afetar a taxa de erro e a performance do sistema já que o sinal refletido propaga-se no mesmo sentido do canal original e irá interferir com este no processo de detecção no receptor.

Para poder considerar este efeito, novas equações foram introduzidas no sistema de equações anterior para representar os sinais refletidos pelo processo de Rayleigh simples e duplo. Para avaliar a potências geradas por DRB e a possibilidade de diminuir o valor destas potências refletidas, foram feitas simulações em dois amplificadores Raman com configurações de bombeio co-propagante e contra-propagante. A fibra usada como meio de ganho Raman era uma fibra ótica padrão com 40 km de comprimento. O comprimento de onda do laser de bombeio era 1450 nm para os dois esquemas

de bombeio e do sinal era 1550nm. Um isolador foi introduzido no sistema e a posição que este se encontrava na fibra foi variada de forma a se analisar a potência de saída de DRB em função da posição do isolador no amplificador Raman. O sistema simulado é semelhante ao apresentado em [25] e os resultados encontrados nas simulações feitas com o modelo desenvolvido aqui são mostrados na Figura 2. 27.

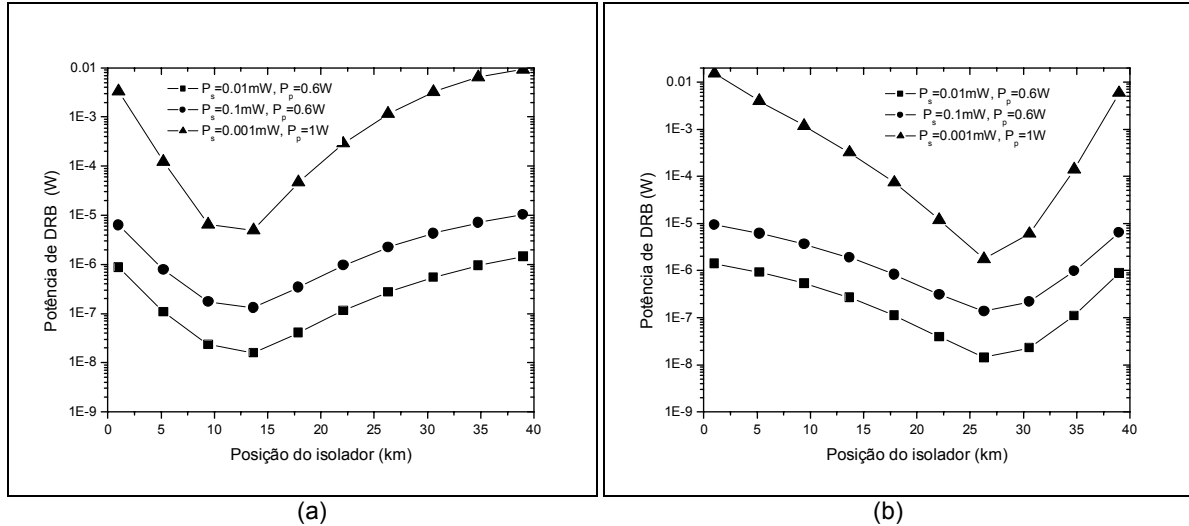


Figura 2. 27– Potência gerada pelo espalhamento duplo de rayleigh em 1550 nm em função da posição do isolador no amplificador Raman distribuído. (a) Bombeio co-propagante e (b) bombeio contra propagante.

As simulações foram feitas para três conjuntos de potência para o sinal e bombeio. Em ambas configurações de bombeio pode ser visto que há uma posição ótima para o posicionamento do isolador e esta parece ser independente dos valores de potência do sinal e de bombeio. Para o bombeio co-propagante a posição ótima do isolador é aproximadamente 12,5 km e para o caso contra-propagante esta posição é aproximadamente 27,5 km. Estas posições são similares as encontradas em [25].

2.6 Sumário

Neste capítulo foi introduzido o modelo numérico, que representa a solução de estado estacionário para a propagação de sinais óticos em uma fibra ótica dopada com érbio considerando alguns dos principais efeitos no processo de amplificação dos sinais óticos. Comparações com resultados experimentais na literatura foram feitas de forma a validar os resultados numéricos para o ganho e emissão espontânea. Também foi introduzido um modelo numérico para a fibra ótica dopada com itérbio e diversos resultados numéricos foram apresentados de forma a ser possível uma comparação com resultados da literatura. Para finalizar o modelamento das fibras dopadas, foi apresentado um modelo numérico de fibras óticas dopadas com érbio e itérbio, onde são considerados os diversos níveis de energia destes dois elementos e também foi incluída a possibilidade de simulação das fibras de dupla casca para amplificadores de alta potência. Neste caso, também foram feitas comparações com resultados experimentais de forma a validar o modelo numérico. Fechando o capítulo, o princípio de funcionamento e o modelo desenvolvido para os

amplificadores óticos Raman foram apresentados. Diversos resultados numéricos foram apresentados de forma a se analisar o ganho e ruído deste amplificador.

O desenvolvimento destes modelos e o entendimento do funcionamento dos amplificadores, foram necessários para o desenvolvimento dos modelos numéricos dinâmicos e de propagação dos amplificadores óticos. O que também ajudou na análise dos sistemas sob efeito dos transientes que serão apresentados nos capítulos a seguir.

Referências

- [1] E. Desurvire. “Erbium-Doped Fiber Amplifier: Principles and Applications”, John Wiley & Sons.
- [2] “Rare-Earth-Doped Fiber Laser and Amplifiers”, Edited by M. J. F. Digonnet, 2nd edition, 2001.
- [3] P. C. Becker, N. A. Olsson, and J. R. Simpson. “Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology”. Optics and Photonics, 1999.
- [4] D. Marcuse, “Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices”, Bell Syst. Technologies Letters, Volume 56, No. 5, May-Jun 1977, pp. 1325-1327.
- [5] T. J. Whitley e R. Wyatt, “Alternative Gaussian Spot Size Polynomial for use with Doped-Fiber Amplifiers”, IEEE Photonics Technologic Letters, Volume 5, No. 11, Nov. 1993, pp. 1325-1327.
- [6] P. Myslinski, e J. Chrostowski, “Gaussian-Mode Radius Polynomials for Modeling Doped Fiber Amplifiers and Lasers”, Microwave and Optical Technology Letters, Volume 11, No. 2, Feb 1996, pp. 61 - 63.
- [7] C. Randy Giles, e E. Desurvire, “Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers”. IEEE Journal of Lightwave Technology, Volume 9, No. 2, Feb. 1991, pp. 271 – 283.
- [8] C. Barnard, P. Myslinski, J. Chrostowski, e M. Kavehrad. “Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume 30 , No. 8 , Aug 1994, pp.1817 – 1830.
- [9] C. R. Giles, C. A. Burrus, D. J. DiGiovanni, N. K. Dutta, e G. Raybon. “Characterization of Erbium-Doped Fibers and Application to Modeling 980 nm and 1480 nm Pumped Amplifiers”. IEEE Photonics Technology Letters, Volume 3, No. 4, Apr 1991, pp. 363 –365.
- [10] M. J. F. Digonnet, E. Murphy-Chutorian, D.G.Falquier. “Fundamental limitations of the McCumber relation applied to Er-doped silica and other amorphous-host lasers”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume 38, No. 12, Aug 1994, pp. 1629- 1637.
- [11] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, e D. C. Hanna, “Ytterbium-Doped Fiber Amplifiers”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume: 33, No. 7, Jul 1997, pp. 1049 – 1056.
- [12] M. Karasek, “Optimum Design of Er^{3+} - Yb^{3+} Codoped Fibers for Large-Signal High-Pump-Power Applications”, IEEE Journal of Quantum Electronics, Volume 33, 1997, pp. 1699 -1705.
- [13] M. Federighi, F. Di Pasquale, “The Effect of Pair-induced Energy Transfer on the Performance of Silica Waveguide Amplifiers with High Er^{3+} - Yb^{3+} Concentrations”, IEEE Photonics Technology Letters, Volume 7, 1995, pp. 303 - 305.
- [14] E. Olmedo Herrero. “Étude des effets non linéaires dans les lasers et. amplificateurs de puissance à fibre double gaine. dopée $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ ”, Tese de doutorado, ENST (França), Dezembro 2003.
- [15] M. N. Islam, “Raman Amplifiers for Telecommunications”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, volume 8, 2002, pp. 548-559.
- [16] Y. Kang. “Calculations and Measurements of Raman Gain Coefficients of Different Fiber Types”. Tese de Mestrado, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University, 2002.
- [17] H. Kidorf, K. Rottwitt, M. Nissov, M. Ma, and E. Rabarijaona, “Pump interactions in a 100-nm bandwidth Raman amplifier”, IEEE Photonics Technology Letters, Volume 11, No. 5, 1999, pp. 530 - 532.

- [18] L. de C. Calmon, S. P. Neves e M. Freitas. "Signal Gain and Degradation in Fiber Raman Amplifiers". Proceedings of the IEEE International Telecommunications Symposium (ITS2002), Sep. 2002 - Natal/RN – Brazil.
- [19] S. P. Neves, M. Freitas, L. C. Calmon. "Gain Performance of Fiber Raman Amplifiers". Proceedings of the X Microwave and Optoelectronics Symposium, Recife/PE, vol. 1, pp. 531-535, 2002.
- [20] S. A. E. Lewis, S. V. Chernikov, e J. R. Taylor. "Temperature-dependent gain and noise in fiber Raman amplifiers". Optics Letters, Volume 24, Dec 1999, pp. 1823 -1825.
- [21] S. Namiki and Y. Emori. "Ultrabroad-band Raman Amplifiers pumped and Gain equalized by Wavelength-Division-Multiplexed high-power lasers". IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Volume 7, 2001, pp. 3 - 16.
- [22] I. P. Kaminov (Editor), T. Li (Editor), "Optical Fiber Telecommunications IV-A: Components", Chapter "Raman amplification in lightwave communication systems" by K. Rottwitt and A. J. Stentz, 2002.
- [23] Y. Akasaka, I. Morita, M. C. Ho, M. E. Marchic, e L. G. Kasovisky. "Characteristics of optical fibers for discrete Raman amplifiers". P1.8, ECOC99
- [24] Y. Emori, S. Matsushita, e S. Namiki. "Cost-effective depolarized diode pump unit designed for C-band flat-gain Raman amplifiers to control EDFA gain profile". Proc. Optical Fiber Communication Conf. 2000.
- [25] W. Jiang, J. Chen, e J. Zhou. "Optimal position of Isolator to Suppress Double Rayleigh Backscattering Noise in Fiber Raman Amplifiers". IEICE Trans. Electron., vol. E88-C, No. 4, Apr 2005.
- [26] H. M. Pask, R. J. Carman, D. C. Hanna, A. C. Tropper, C. J. Mackechnie, P. R. Barber, J. M. Dawes. "Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for the 1-1.2 μm region". IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Volume 1, 1995, pp. 2 - 13.
- [27] C. V. Raman and K. S. Krishnan, Nature, 121(3048), 501, March 31, 1928

Capítulo 3

Comportamento Dinâmico dos Amplificadores Dopados com Terras Raras

3.1 Introdução

No capítulo anterior foi mostrado a resposta dos amplificadores óticos sob um regime de estado estacionário. Para este regime os modelos numéricos utilizados conseguem ter uma boa precisão na representação destes amplificadores. Entretanto, quando os amplificadores se encontram sob atuação de eventos dinâmicos esta precisão pode não ser encontrada na descrição da resposta do amplificador usando-se os mesmos modelos.

Neste capítulo são introduzidos os modelos numéricos para representar a resposta do amplificador sob a atuação de eventos dinâmicos. Utilizando estes modelos, os transientes de potência gerados pelos EDFAs são analisados em diferentes configurações de bombeio, em diferentes bandas de amplificação, e quando estes transientes se propagam por um enlace contendo vários amplificadores em cascata.

Além dos EDFAs, amplificadores a fibra dopada com itérbio também são analisados e o modelo numérico dinâmico para este tipo de amplificador é apresentado. Com este modelo é demonstrado a deformação do pulso devido aos transientes de potência. Além desta análise dinâmica, uma outra contribuição é o estudo da propagação não-linear dos sinais óticos pela fibra dopada com itérbio devido aos altos valores de potência envolvidos neste tipo de amplificador.

Para finalizar a mesma análise é feita para a propagação dos sinais óticos pela fibra dopada com érbio-itérbio e também é demonstrado a atuação dos transientes de potência devido à variação do número de canais no sistema usando o EYDFA.

3.2 Efeitos Dinâmicos nas Fibras Dopadas com Érbio

Os efeitos dinâmicos dos EDFAs são geralmente considerados lentos, devido ao tempo de vida da emissão espontânea de aproximadamente 10 ms. Para a transmissão de dados em altas taxas, o ganho dos amplificadores é praticamente transparente à modulação dos sinais e o amplificador não causa a interferência inter-simbólica em sistemas de um único canal ou a interferência entre canais para sistemas WDM. Por esta razão modelos de estado estacionário podem ser usados para modelar os sistemas de transmissão óticos usando EDFAs.

Entretanto, como já foi citado anteriormente, vários eventos em redes estáticas ou em redes com roteamento dinâmico podem causar alterações nos níveis de potência dos sinais. Ainda que estas variações sejam inicialmente pequenas, os transientes gerados podem alcançar grandes amplitudes devido ao uso de amplificadores em cascata. Para prever e analisar o possível impacto dos transientes no desempenho das redes se faz necessário o uso de modelos que possam reproduzir e caracterizar a resposta dinâmica dos EDFAs, alguns destes modelos foram introduzidos em [1] [2] [3] para descrever os transientes de potência. Dois modelos [4] são utilizados neste trabalho, em comparações com experimentos [5] e também em análises dos transientes de potência em diferentes configurações de amplificação e em uma cadeia de amplificadores em série.

3.2.1 Modelos numéricos dinâmicos

O primeiro modelo dinâmico de EDFA baseia-se na solução numérica das equações de taxa e propagação, eq. (2. 1) e eq. (2. 9) respectivamente, que são reescritas abaixo [4]:

$$\frac{d\bar{n}_2(z,t)}{dt} = \sum_k^n \frac{\alpha_k(v_k) \cdot \bar{n}_1}{h v_k \cdot \zeta \cdot \tau} \cdot P_k(z,t) - \sum_{k=1}^n \frac{\alpha_k(v_k) \cdot \bar{n}_2(z,t)}{h v_k \cdot \zeta \cdot \tau} \cdot P_k(z,t) - \sum_{k=1}^n \frac{g_k(v_k) \cdot \bar{n}_2(z,t)}{h v_k \cdot \zeta \cdot \tau} \cdot P_k(z,t) - \frac{1}{\tau} \cdot \bar{n}_2(z,t) \quad (3. 1)$$

$$\frac{dP_k(z)}{dz} = u_k \cdot P_k(z) \cdot \left((g_k(v_k) + \alpha_k(v_k)) \cdot \frac{\bar{n}_2}{n_t} - \alpha_k(v_k) - l_k \right) + u_k \cdot P_{0k} \cdot g_k(v_k) \cdot \frac{\bar{n}_2}{n_t} \quad (3. 2)$$

A solução numérica destas equações é feita assumindo-se que na resolução das equações de taxa, a população de íons permaneça constante no intervalo de tempo Δt . A solução é separada em duas etapas: primeiro é feita a integração espacial com a densidade das populações fixas durante o intervalo Δt , seguida pela integração no tempo. Após cada passo no tempo é feita novamente a integração no espaço. As soluções de estado estacionário são usadas como condição inicial para a evolução no tempo. Este modelo é referenciado aqui como modelo “geral” pois apresenta uma descrição tanto da evolução dos sinais e bombeios quanto da ASE gerada ao longo da fibra.

Modelo analítico de inversão média

O modelo introduzido anteriormente apresenta uma boa precisão quando comparado ao modelo de estado estacionário. Entretanto, esta precisão tem um preço que é uma menor velocidade na simulação do amplificador, que se deve basicamente ao fato de que para cada passo no tempo há uma integração no espaço ao longo do comprimento da fibra. Portanto, quando simulando sistemas WDM densos e com longas sequências de amplificadores as simulações podem se tornar muito lentas. Para se ter uma opção ao modelo “geral”, um segundo método para simular efeitos dinâmicos em EDFAs é apresentado aqui para simular EDFAs de uma forma mais rápida. Este modelo é conhecido como “inversão média” [3] devido a utilização do valor médio da inversão populacional de íons ao longo da fibra:

A partir da equação (3. 1) e dividindo esta equação pela área efetiva $\pi \cdot b_{eff}^2$, obtêm-se:

$$\left(\frac{d\bar{n}_2(z,t)}{dt} + \frac{1}{\tau} \cdot \bar{n}_2(z,t) \right) = \frac{1}{\pi \cdot b_{eff}^2} \cdot \left(\sum_k \frac{\alpha_k(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z,t) - \sum_{k=1}^n \frac{\alpha_k(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z,t) \cdot \frac{\bar{n}_2(z,t)}{n_t} - \sum_{k=1}^n \frac{g_k(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot P_k(z,t) \cdot \frac{\bar{n}_2(z,t)}{n_t} \right) \quad (3.3)$$

Desconsiderando as perdas e a ASE na eq. (3. 2) e substituindo esta em (3. 3), temos

$$\left(\frac{d\bar{n}_2(z,t)}{dt} + \frac{1}{\tau} \cdot \bar{n}_2(z,t) \right) = -\frac{1}{\pi \cdot b_{eff}^2} \cdot \left(\sum_k \frac{dP_k(z)}{dz} \cdot u_k \right) \quad (3.4)$$

Esta equação é então integrada em z, ao longo da fibra, tornando-se

$$\left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} \right) \cdot \int_0^L \bar{n}_2(z,t) \cdot dz = -\frac{1}{\pi \cdot b_{eff}^2} \cdot \int_0^L \left(\sum_k \frac{dP_k(z)}{dz} \cdot u_k \right) \cdot dz \quad (3.5)$$

Aqui definimos a densidade média populacional de íons no nível meta-estável ao longo da fibra como

$$\bar{n}_{2\text{ Avg}} = \frac{1}{L} \int_0^L \bar{n}_2(z,t) \cdot dz \quad (3.6)$$

e usando esta equação em (3. 5), chega-se finalmente a equação de taxa usando-se a inversão média ao longo da fibra:

$$\frac{d\bar{n}_{2\text{ Avg}}}{dt} = -\frac{\bar{n}_{2\text{ Avg}}}{\tau} - \frac{1}{L \cdot \pi \cdot b_{eff}^2} \cdot \sum_k (P_k(L,t) - P_k(0,t)) \quad (3.7)$$

Como explicado anteriormente, a emissão espontânea amplificada foi desconsiderada no cálculo de n_2 . O que torna o modelo menos preciso para os casos onde a ASE torna-se importante, como por exemplo, em casos onde a potência de entrada é baixa (menor que -20 dBm, dependendo do ganho do sinal e do comprimento de onda). Nestes casos, a precisão pode ser melhorada usando-se uma potência de ASE equivalente [5].

$$\frac{d\bar{n}_{2\text{ Avg}}}{dt} = -\frac{\bar{n}_{2\text{ Avg}}}{\tau} - \frac{1}{L \cdot \pi \cdot b_{eff}^2} \cdot \sum_k (P_k(L,t) - P_k(0,t) + P_{ASE}(t)) \quad (3.8)$$

Sendo que a P_{ASE} é definida como

$$P_{ASE} = 4 \cdot \sum_{k=1}^n n_{spk} \cdot (G(\nu_k) - 1) \cdot \Delta\nu \quad (3.9)$$

Onde $\Delta\nu$ é a largura espectral de cada componente do ruído e G é o ganho obtido na fibra. O fator de emissão espontânea é dado por:

$$n_{spk} = \frac{\bar{n}_{2\text{ Avg}}}{n_{2\text{ Avg}} - n_{1\text{ Avg}} \cdot \sigma_a(\nu_k) / \sigma_e(\nu_k)} \quad (3.10)$$

Para demonstrar o efeito dos transientes de potência causados pela variação do número de canais em um EDFA e ao mesmo tempo comparar os resultados obtidos com os modelos apresentados anteriormente, o sistema mostrado na Figura 3. 1 foi simulado utilizando-se ambos

modelos numéricos para se obter a resposta dinâmica dos EDFAs. O sistema apresenta um bombeio co-propagante em 1465 nm com potência de 15,1 dBm. Os comprimentos de onda dos sinais são 1554 nm (laser 1) e 1557,2 nm (laser 2). O sinal em 1557,2 nm é modulado por uma onda quadrada para simular a inserção e retirada de canais no sistema. As seções de choque de absorção e emissão da fibra dopada são similares à da fibra usada em [5], bem como apresentam o mesmo parâmetro de saturação.

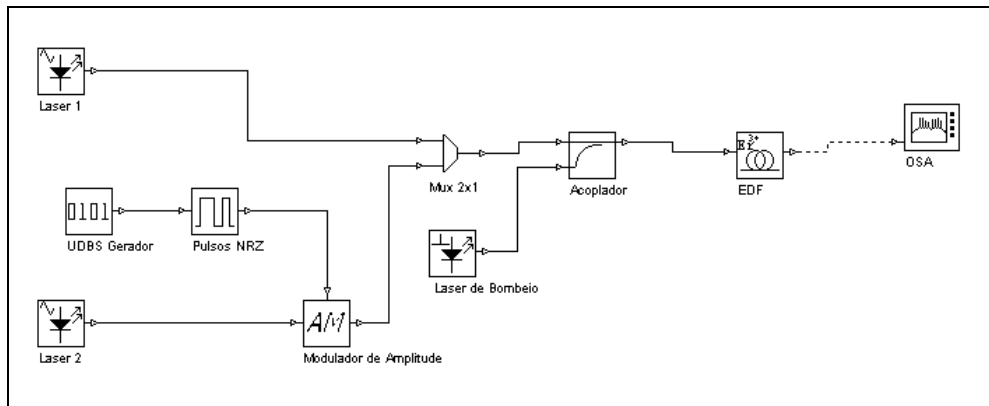


Figura 3. 1 – Configuração do sistema usado para simular a inserção e retirada de canais em um sistema WDM.

O sinal em 1554 nm representa o canal “sobrevivente”, sinal cuja potência de entrada é constante, e representa uma potência de entrada correspondente a um determinado número de canais. O sinal em 1557,2 nm representa o canal chaveado e tem uma potência de entrada que equivaleria a um determinado número de canais inseridos/retirados do sistema. A soma da potência de entrada dos dois sinais foi sempre mantida em $-5,7$ dBm, o que equivaleria a 8 canais com potência de entrada de $-14,7$ dBm por canal. O sinal que representa os canais chaveados é modulado para representar a retirada de canais em $t = 1$ ms e a volta dos canais em $t = 3,25$ ms. A distribuição de potência entre os sinais “sobreviventes” e o correspondente número de canais ao qual o sinal modulado representa são mostrados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Distribuição de potência entre os canais

Número de canais inseridos/retirados	1	2	3	4	5	6	7
Potência de entrada do sinal “sobrevivente” (dBm)	-6,25	-6,92	-7,71	-8,68	-9,93	-11,69	-14,7
Potência de entrada do sinal chaveado (dBm)	-14,7	-11,69	-9,93	-8,68	-7,71	-6,92	-6,25

As simulações para cada par de potências de entrada foram feitas usando-se o modelo “geral” e o modelo de “inversão média”. A Figura 3. 2 mostra para cada modelo a evolução da excursão de potência do sinal “sobrevivente” na saída do amplificador para os diferentes números de canais inseridos/retirados. Como previsto anteriormente, o chaveamento de canais no sistema causou transientes de potência nos sinais “sobreviventes”. A amplitude da excursão de potência mostrou-se proporcional ao número de canais retirados e está relacionado ao nível de saturação do amplificador. Algum tempo após o canal ser retirado (menos de 1ms) o sistema alcança novamente o estado estacionário, mas agora em um nível de potência maior do que o estado inicial. Após o canal ser inserido de volta ao sistema, este volta ao seu estado original.

Para a validação destes resultados, os resultados experimentais encontrados em [5] foram comparados aos encontrados nas simulações com ambos modelos. Esta comparação torna-se possível devido à utilização na simulação de parâmetros similares ao sistema experimental, bem como as mesmas características da fibra dopada com érbio. A Figura 3. 2.a mostra os resultados experimentais (linhas finas) e os resultados obtidos com o modelo de “inversão média” (linhas grossas). Para o chaveamento de poucos canais os resultados foram praticamente iguais, entretanto as diferenças entre os resultados aumentam quando o número de canais chaveados aumenta. Esta diferença atinge pouco mais de 0,6 dB quando o equivalente a 7 canais é chaveado. A Figura 3. 2.b mostra os resultados experimentais (linhas finas) com os resultados obtidos com o modelo “geral” (linhas grossas). Estes resultados são praticamente os mesmos apresentados na Figura 3. 2.a, o que demonstra que ambos modelos podem ser utilizados na simulação de transientes em amplificadores EDFA convencionais. A diferença entre os resultados se deve provavelmente a diferenças entre os parâmetros usados nas simulações e o valores reais que caracterizam o sistema.

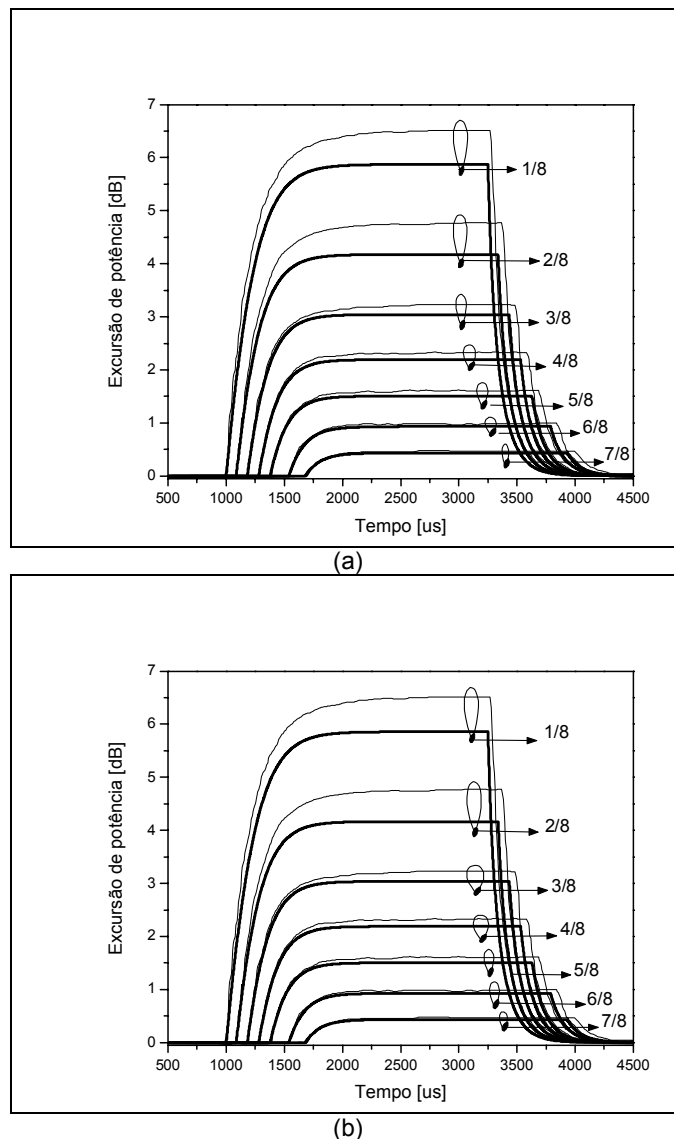


Figura 3. 2 – Evolução da excursão da potência de saída para o sinal “sobrevivente” em 1554 nm com a retirada e inserção de 1, 2, 3, 4, 5, 6 e 7 canais. Comparação entre os resultados experimentais (linhas finas) e simulados (linhas mais grossas) obtidos usando (a) o modelo “geral” e (b) usando o modelo de “inversão média”. (cada curva foi deslocada horizontalmente para facilitar a visualização)

Como havia sido colocado anteriormente, a principal vantagem do modelo de “inversão média” é sua velocidade de resolução, o qual é um fator importante quando se tem um sistema WDM denso com longos enlaces que demandam uma grande quantidade de cálculo. Portanto, será dado preferência a este modelo para simular amplificadores na banda convencional. Entretanto, deve ser considerado que a precisão para descrever transientes diminui à medida que a ASE começa a ser um fator predominante na definição do ganho dos amplificadores.

3.2.2 Transientes de potência em EDFAs

Os transientes de potência, causados pela inserção ou retirada de canais no sistema, comportam-se de forma diferente dependendo da configuração do amplificador e de seu nível de saturação. Para analisar estes transientes, várias simulações foram feitas com o amplificador em diferentes configurações e níveis de saturação, usando o modelo “geral”, devido a sua maior precisão na descrição do processo de amplificação.

Inicialmente, os transientes são analisados em diferentes esquemas de bombeio. A configuração geral do sistema é mostrado na Figura 3. 3. Os quatro esquemas de bombeio simulados são: (1) o bombeio co-propagante em 1472 nm; (2) bombeio co-propagante em 980 nm; (3) bombeio contra-propagante em 1472 nm e (4) bombeio contra-propagante em 980 nm. Para se obter uma melhor comparação entre os diferentes esquemas de bombeio, a inversão média normalizada da população de íons ao longo da fibra em cada esquema de bombeio foi mantida igual em todas configurações (em aproximadamente 0,63) para uma potência de entrada do sinal de -40 dBm. Isso permitiu encontrar uma potência de bombeio de 17,4 dBm para o bombeio em 1472 nm e de 20 dBm para o bombeio em 980 nm. Os parâmetros da fibra dopada usadas na simulação são os mesmos especificados na tabela 2.1 e o comprimento da fibra usado foi de 15,3 m.

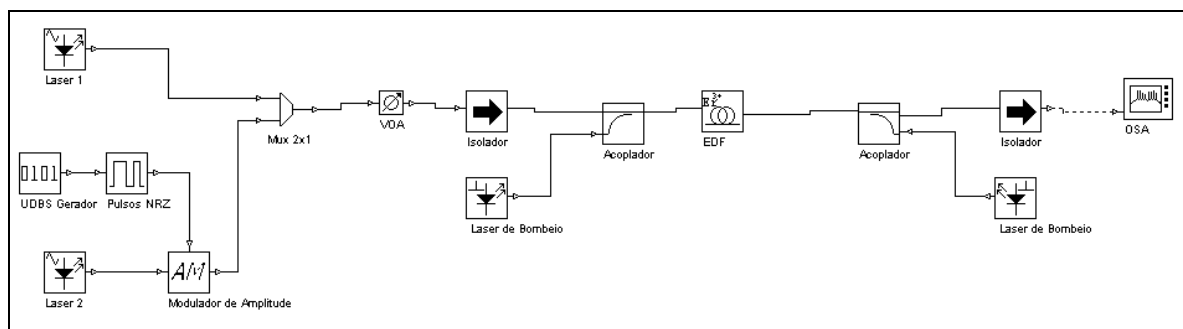


Figura 3. 3 – Configuração simplificada do sistema simulado para diferentes formas de bombeio.

Antes de simular a retirada de canais nos sistemas, a caracterização dos amplificadores em estado estacionário foi feita. Esta caracterização produz informações a respeito da saturação do amplificador no momento da inserção ou retirada dos canais, bem como a amplitude da excursão da potência do sinal de saída.

Para este sistema, dois sinais óticos representando o canal “sobrevivente” e o canal chaveado em 1550 nm (laser 1) e 1548 nm (laser 2), respectivamente, foram escolhidos. Estes comprimentos de onda foram escolhidos porque apresentam uma melhor equalização de ganho para o intervalo de

potência aos quais as simulações foram feitas. A potência de entrada dos sinais foi variada de -40 dBm à 0 dBm e as curvas de ganho do sinal “sobrevivente” são mostradas na Figura 3. 4.

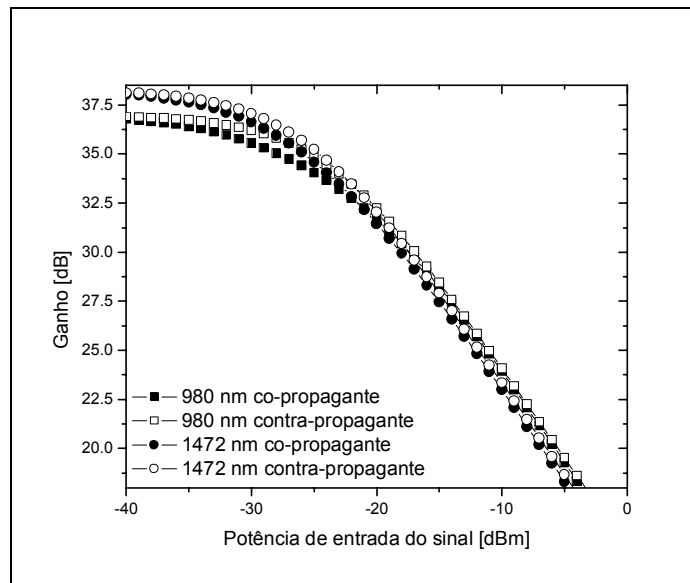


Figura 3. 4 – Curva de ganho do sinal em 1550 nm em função da potência de entrada por canal.

As curvas de ganho obtidas com diferentes comprimentos de onda de bombeio são bem parecidas tanto para o bombeio co-propagante quanto para o contra-propagante. Embora a inversão média para potência de entrada de -40 dBm tivessem sido mantidas aproximadamente no mesmo valor para todos os esquemas de bombeio, a média da inversão da população de íons foi ainda um pouco maior para o bombeio em 1472 nm e é por isso que se pode ver um maior ganho em -40 dBm para os esquemas de bombeio em 1472 nm.

Após obter a resposta em estado estacionário do amplificador, os transientes são analisados quando o sinal em 1548 nm é retirado. Como já se sabe, a variação da potência do transiente é proporcional ao nível de saturação do amplificador e à relação entre a potência retirada do sistema e a potência de entrada total. Nesta simulação, esta relação entre potências foi mantida em 50%, portanto a potência nos diferentes níveis de saturação definirão a excursão da potência e a velocidade do transiente.

Para se quantificar a velocidade de resposta do transiente foi usada a medida de tempo de 1 dB, que é basicamente o tempo que leva para a excursão de potência atingir 1 dB após o canal ser retirado do sistema. Os resultados calculados para as diferentes potências de entrada por canal são mostrados na Figura 3. 5. O transiente de potência com o bombeio em 1472 nm foi mais rápido que o transiente para o bombeio em 980 nm para potências menores que -17 dBm por canal, o que pode ser explicado pelo fato do amplificador apresentar um nível maior de saturação nesta região para o bombeio em 1472 nm. Para o bombeio em 1472 nm ambos esquemas de bombeio, co e contra-propagante, apresentaram tempo de resposta bem similares, embora haja uma pequena diferença para potências menores que -15 dBm. O mesmo comportamento se verifica para os esquemas de bombeio em 980 nm. Isto se deve mais ao fato que para potências baixas, o ganho entre as diferentes configurações começam a se diferenciar um pouco, como mostrado na Figura 3. 4.

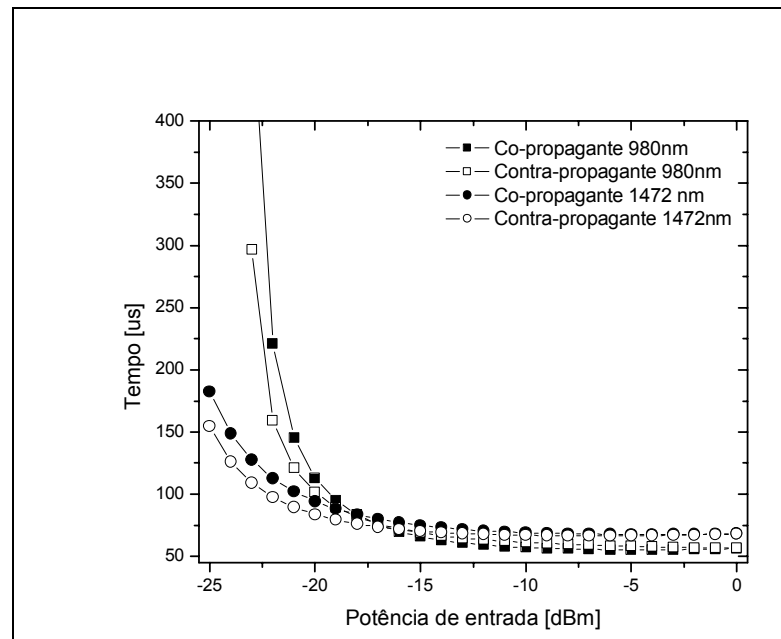


Figura 3. 5 – Tempo para a excursão de potência atingir 1 dB após a retirada do sinal para diferentes potências de entrada por canal.

Em ambas configurações de bombeio a velocidade dos transientes aumentam com o aumento da potência de entrada, até que um certo valor limite seja atingido: aproximadamente 56 μ s para o bombeio em 980 nm e 68 μ s para o bombeio em 1472 nm. Este limite acontece porque a relação entre a potência retirada e a potência total de entrada foi sempre mantida a mesma, 50%, e a inclinação da curva de ganho vista na Figura 3. 4 mantêm-se constante depois que o amplificador atinge a saturação.

A velocidade do transiente é muito importante para o projeto de esquemas de controle de transientes em amplificadores EDFA. Quanto mais rápido for o transiente mais rápido deve ser a resposta do controlador para que sua atuação seja efetiva. Um outro fator importante na definição da velocidade do transiente é o número de amplificadores pelo qual o sinal é amplificado, como vai ser visto na seção 3.1.4.

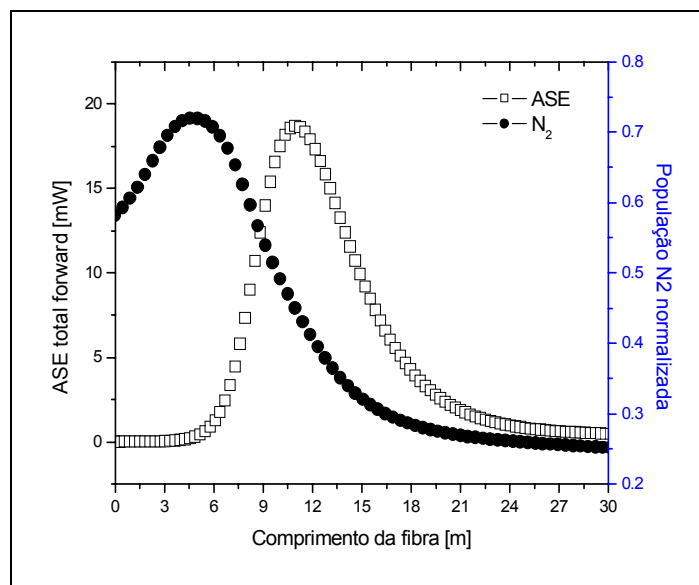
3.2.3 Transientes de potência em EDFAs na banda L

Amplificadores a fibra dopada com érbio são utilizados geralmente na banda convencional que é definida aproximadamente de 1528 nm a 1562 nm [8], sendo que esta banda coincide com o pico da transição entre os níveis de energia do érbio $^4I_{13/2} - ^4I_{15/2}$. Para se aumentar a capacidade de transmissão dos sistemas WDM houve o desenvolvimento dos amplificadores na banda L, que é definida aproximadamente pela banda que vai de 1570 nm à 1600 nm e corresponde ao final da transição entre os níveis de energia do érbio $^4I_{13/2} - ^4I_{15/2}$. Devido ao amplificador estar na parte final da banda de ganho do érbio, a emissão e absorção são de 3 a 4 vezes menores que os valores encontrados na banda C. Outra característica dos amplificadores na banda L é o baixo valor da inversão média da população de íons necessária, inversão média de aproximadamente 40%, para se manter uma baixa variação (*ripple*) entre os valores de ganho dos canais nesta banda. Estas

diferenças entre os EDFAs para a banda C e para a banda L acabam gerando discrepâncias no funcionamento destes amplificadores.

Para visualizar estas diferenças e analisar o efeito da inserção e retirada de canais em um sistema WDM, foi feito aqui o projeto de um amplificador EDFA na banda L. O amplificador consiste de uma fibra dopada com érbio de 30,3 metros de comprimento bombeado por um laser co-propagante em 1480 nm com 150 mW de potência de bombeio. Este EDFA é usado para amplificar 16 canais localizados entre 1574,8 nm e 1600 nm, com espaçamento entre canais de 200 GHz e potência de entrada de -18 dBm por canal. O amplificador fornece um ganho médio por canal de 22,4 dB com diferença máxima de ganho entre canais de menos de 1 dB. Uma das características destes amplificadores é que a potência de bombeio é frequentemente absorvida em sua totalidade pelo meio bem antes do término da fibra dopada e a potência da ASE contida na banda convencional é re-usada para bombeio dos sinais na banda L, o que ocasiona a diminuição da figura de ruído e o aumento da eficiência de bombeio.

Na Figura 3. 6.a pode ser visto a população de íons normalizada do nível n_2 ao longo da fibra dopada. Apesar de atingir um pico maior que 0,7 na parte inicial da fibra, o valor médio da população ao longo da fibra (valor médio da inversão) é de aproximadamente 0,415. Nesta figura também pode ser visto a variação da potência de ASE total copropagante ao longo da fibra dopada. A potência total da ASE cresce continuamente até atingir 12 metros de propagação na fibra, a partir deste ponto (devido ao baixo valor da potência de bombeio) a ASE começa a ser absorvida e assume a função de bombeio para os sinais co-propagantes.



(a)

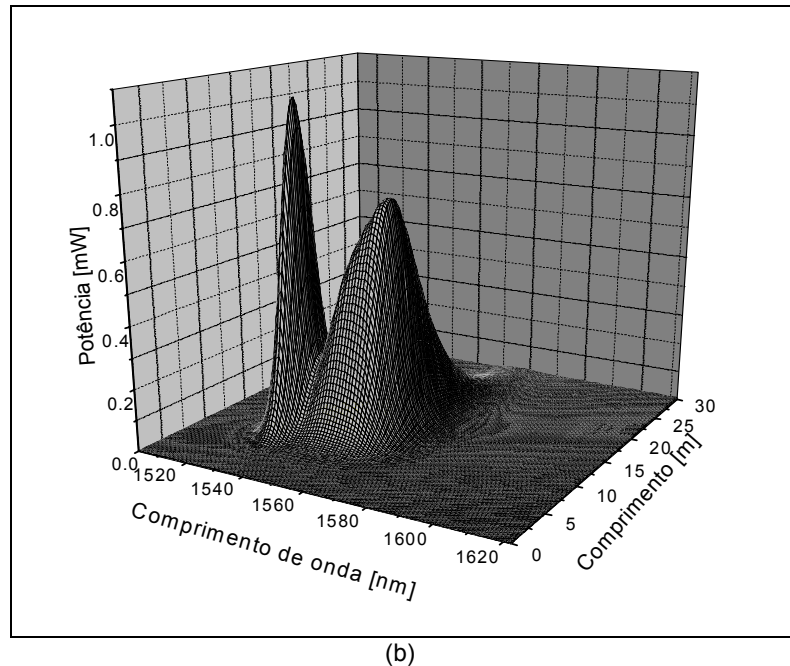


Figura 3. 6 - (a) Evolução da ASE total *forward* e distribuição da população n_2 normalizada ao longo da fibra dopada. (b) Visualização da geração e propagação da ASE forward ao longo da fibra em toda banda simulada.

Na Figura 3. 6.b pode ser visto o espectro de potência da ASE copropagante ao longo da fibra, a ASE na banda C cresce rapidamente atingindo altos valores de potência e ao continuar a propagação ela é quase que totalmente absorvida pelos íons de érbio. A ASE na banda L também cresce ao longo da fibra mas perde parte de sua energia na parte final da propagação.

Usando o mesmo amplificador projetado anteriormente, foi feita uma análise dos transientes de potência causado pela retirada de canais do sistema. Neste caso, o procedimento foi o mesmo usado na seção anterior: enquanto alguns canais foram mantidos constantes, uma parte foi modulada por uma onda quadrada para simular a retirada e inserção de canais no sistema. Foram feitas três simulações com o chaveamento de 8, 10 e 12 canais, respectivamente. Inicialmente, foram usadas nas simulações o modelo numérico “geral” devido a sua maior precisão na descrição da propagação dos sinais e geração da ASE ao longo da fibra. Os resultados encontrados para o sinal “sobrevivente” em 1586,45 nm são mostrados na Figura 3. 7. Como pode ser visto, o chaveamento de canais causa o aparecimento dos transientes de potência da mesma forma como encontrado para o EDFA na banda convencional, neste caso a excursão de potência máxima alcançou aproximadamente 1,2 dB (para 8 canais chaveados), 1,8 dB (para 10 canais chaveados) e 2,5 dB (para 12 canais chaveados). Entretanto, pode ser notado que os transientes atuam de forma mais lenta, o que se deve ao menor nível de saturação destes amplificadores e ao comprimento de fibra dopada mais longo, favorecendo os métodos de controle de transientes.

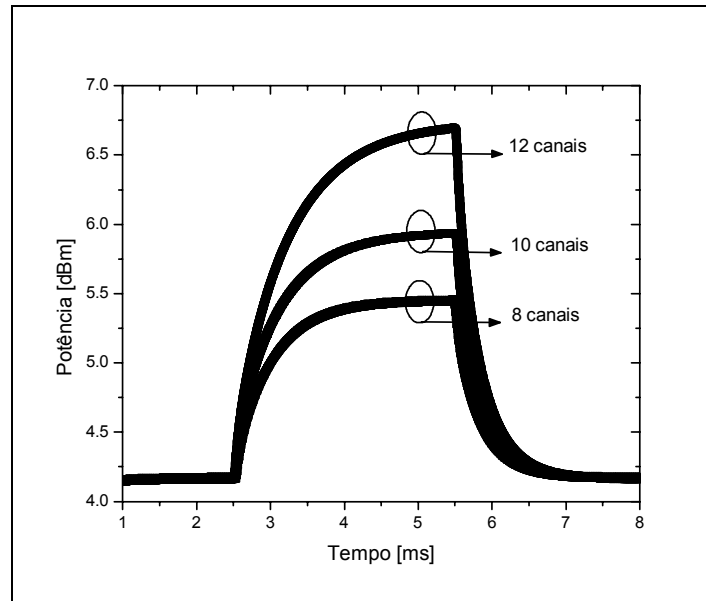


Figura 3. 7 - Evolução da excursão de potência do sinal "sobrevivente" em 1586,45 nm com a retirada e inserção de 8, 10 e 12 canais.

Para finalizar, as simulações foram repetidas, mas nesta nova série de simulações foi usado o modelo numérico de "inversão média" para obter a resposta do EDFA. Todos os dados do sistema foram mantidos, bem como as características da fibra dopada. Os resultados encontrados são mostrados na Figura 3. 8. Como pode ser visto o modelo não consegue reproduzir corretamente a evolução dos transientes de potência ao longo do tempo, havendo nesta resposta uma similaridade maior com os resultados encontrados com os amplificadores na banda C. Isto ocorre basicamente porque para os amplificadores na banda L a ASE desempenha um papel fundamental na definição do comportamento do amplificador e no desenvolvimento do ganho dos sinais, o que não consegue ser reproduzido com o modelo de "inversão média". Neste caso, além de não conseguir representar os transientes corretamente, este modelo também não é capaz de reproduzir a resposta mesmo antes do chaveamento ocorrer. Como pode ser visto na Figura 3. 8, a potência de saída do canal sobrevivente é aproximadamente 8 dBm, o que é quase 4 dB maior do que realmente deveria ser. Desta forma verificou-se que este modelo é ineficaz para representar este tipo de amplificador na banda L.

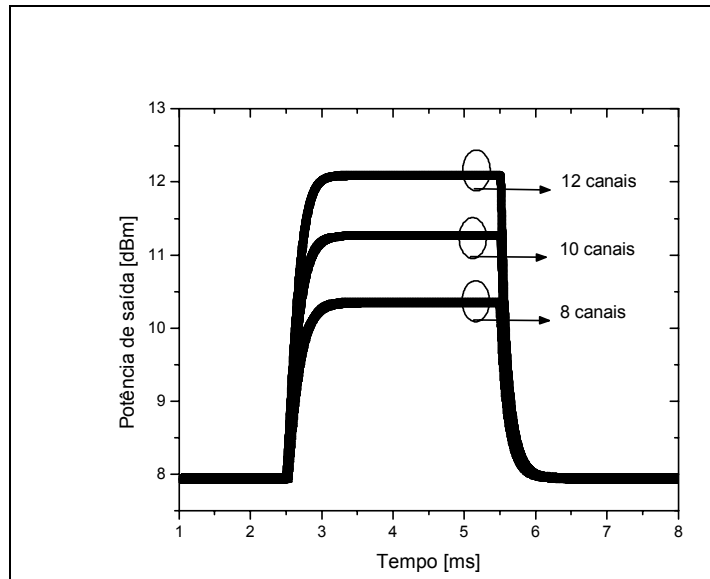


Figura 3. 8 - Evolução da excursão de potência do sinal “sobrevivente” em 1586,45 nm com a retirada e inserção de 8, 10 e 12 canais.

3.2.4 Transientes de potência em uma cascata de EDFAs

Como verificado nas seções anteriores, a velocidade dos transientes é proporcional ao grau de saturação do amplificador e ao número de canais chaveados do sistema. Além destes, há um outro fator importante na definição da velocidade do transiente, que é o número de amplificadores em série (cascata). Para se analisar os transientes de potência em uma cadeia de EDFAs, o sistema WDM mostrado na Figura 3. 9 foi simulado. O sistema possui 10 amplificadores em sequência, conectados através de atenuadores que são usados para representar as perdas devido ao enlace de fibra ótica entre os amplificadores. Esta simplificação desconsidera os efeitos de atraso entre canais na fibra o que permite a manutenção da sincronia entre os canais, isto significa que é analisado o pior caso. Desde que os sinais apresentam uma modulação muito baixa (kHz), os efeitos não-lineares e a dispersão não afetariam os resultados e podem ser desprezados.

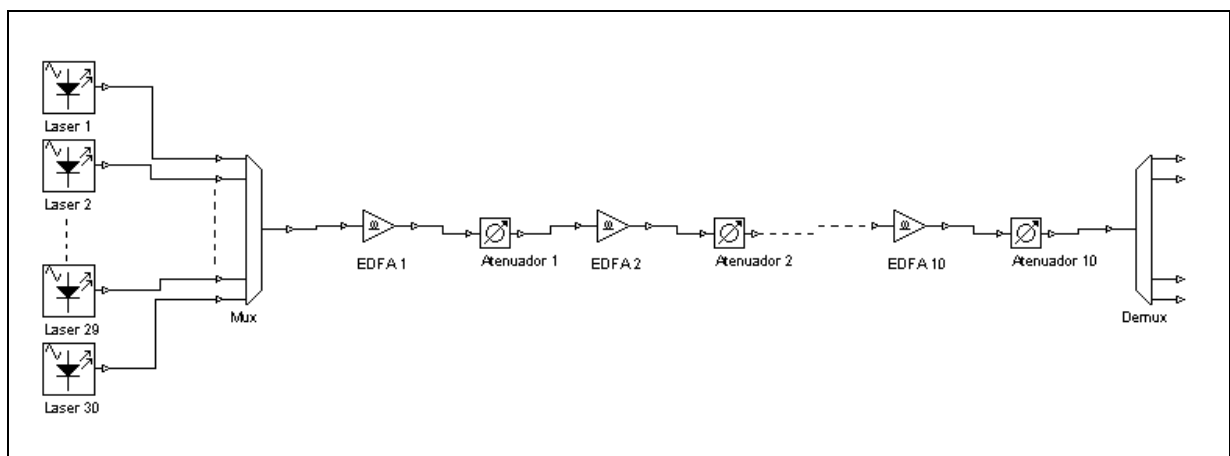


Figura 3. 9 – Configuração do sistema WDM simulado contendo um conjunto de amplificadores em série.

O sistema WDM apresenta 30 canais espalhados uniformemente entre 1539,72 nm e 1563 nm, com um espaçamento entre os canais de 0,8 nm, a potência de entrada por canal é -17 dBm. Cada

amplificador é bombeado em 980 nm por um sinal co-propagante de potência igual à 21 dBm e um filtro equalizador é usado na saída de cada amplificador para eliminar o *ripple* do ganho em toda banda ocupada pelos canais. A fibra dopada usada apresenta os mesmos parâmetros descritos na tabela 2.1 e seu comprimento é de 7,2 m. Após cada amplificador os sinais são atenuados pelo mesmo valor de ganho que eles obtiveram na amplificação, que é aproximadamente 19.5 dB. Desta maneira a potência dos sinais na entrada de cada amplificador é mantida aproximadamente a mesma para todos os amplificadores.

Para simular o evento de retirada de canais no sistema, metade dos canais (os canais pares) foram modulados por uma função degrau para a retirada de canais em $t = 2$ ms. A Figura 3. 10 mostra a excursão de potência devido aos transientes no canal “sobrevivente” em 1563 nm.

De acordo com a Figura 3. 10, a resposta dos canais “sobreviventes” à retirada de canais pode ser dividida em 4 regiões [3]: (1) região linear inicial, onde os sinais crescem de forma linear e sua inclinação aumenta de valor (ou seja o transiente torna-se mais rápido) à medida que o sinal atravessa mais amplificadores, (2) a região de *overshoot*, onde os sinais utrapassam seu novo valor de estado estacionário e o pico do *overshoot* aumenta com o número de amplificadores até que um certo valor é atingido (neste caso seria a saturação do *overshoot*), (3) a região de oscilação, que tem sua duração aumentada quando o número de amplificadores é aumentado e finalmente (4) a região de estado estacionário. Inicialmente a excursão de potência máxima chega a 2,3 dB, mas com o aumento do número de amplificadores pelo qual o sinal atravessa faz com que a máxima excursão alcance 3 dB. Da mesma forma o aumento do número de amplificadores faz com que este valor máximo seja alcançado de forma mais rápida como pode ser vista na Figura 3. 10.

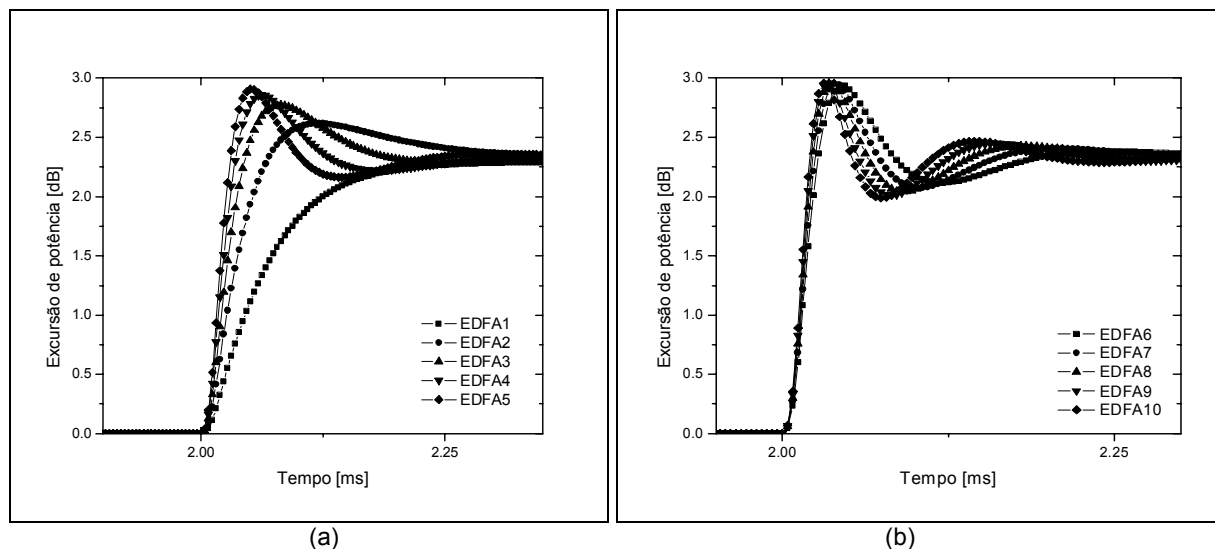


Figura 3. 10 – Evolução da excursão de potência em um sinal “sobrevivente” após passar por uma sequência de EDFAs. (a) Cinco primeiros EDFAs e (b) os cinco EDFAs finais.

A evolução da excursão da relação sinal ruído ótica (OSNR) depois da retirada dos canais pode ser vista na Figura 3. 11. A principal diferença entre a excursão da potência e a evolução do OSNR é que este último apresenta diferentes níveis de OSNR, após alcançar o estado estacionário, para cada amplificador. O valor do OSNR aumenta porque a variação do ruído em cada amplificador não segue o mesmo processo do sinal, e desta forma a relação sinal ruído é diferente em cada amplificador.

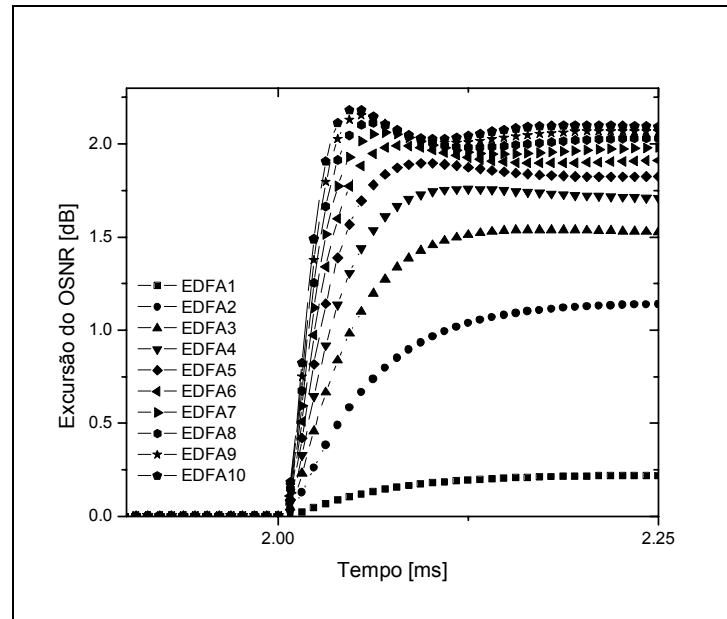


Figura 3. 11 - Evolução da excursão de OSNR em um sinal “sobrevivente” após passar por uma sequência de EDFAs.

A evolução da inversão média no tempo, para cada amplificador, é mostrada na Figura 3. 12. Como pode-se ver, a variação da inversão média diminui com o número de amplificadores. Enquanto a excursão da inversão média alcança valores maiores no primeiro amplificador, maior que 0,03, a variação da inversão média no último amplificador é muito menor, aproximadamente 0,005, e logo volta ao seu valor original em menos de 200 us. Isto ocorre porque quando os sinais são retirados, o primeiro amplificador apresenta uma potência de entrada menor e a inversão média na fibra dopada aumenta, consequentemente, o ganho aplicado nos sinais sobreviventes também aumenta. Este aumento de ganho faz com que os sinais na saída do amplificador apresentem uma potência maior por canal e isto conduz a uma maior potência de entrada no próximo amplificador. Desta forma, a variação da inversão média na fibra dopada é menor e o ganho obtido no segundo amplificador é reduzido. Este fenômeno continua ao longo da série de amplificadores até que a variação da inversão média no último amplificador torna-se bem pequena.

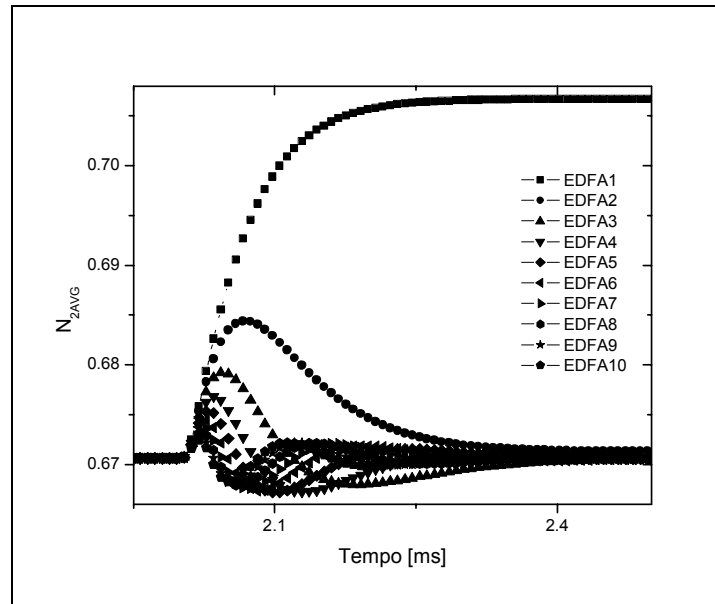


Figura 3. 12 – Evolução da inversão média da população de íons na sequência de amplificadores.

Como pode ser visto, a velocidade de atuação de um sistema que possa vir controlar os transientes torna-se muito importante para definição da máxima amplitude da excursão de potência em um enlace óptico. No próximo capítulo é demonstrado alguns destes métodos de controle e a aplicação da otimização dos parâmetros de controle em EDFAs de forma a minimizar amplitude e a duração do transiente.

3.3 Efeitos Dinâmicos e de Propagação nas Fibras Dopadas com Itérbio

Geralmente, amplificadores óticos a fibra com alta potência de bombeio são usados para gerar alta potência ou energia de saída através da amplificação de sinais de entrada pulsados gerados por um oscilador mestre, o qual é conhecido como *master oscillator power amplifier* (MOPA). Os altos valores de potência alcançado nestes amplificadores ocasionam o aparecimento de efeitos não-lineares que não eram muito relevantes nos amplificadores a fibra dopada com érbio, devido ao baixo nível de potência dos sinais amplificados (quando comparado aos sinais amplificados no MOPA). Para estes amplificadores de alta potência, também foi desenvolvido e incluído no modelo numérico de estado estacionário (apresentado no capítulo anterior) um procedimento numérico que leva em consideração a propagação dos sinais óticos ao longo da fibra dopada e a mudança de fase causada pelos efeitos não-lineares de auto-modulação de fase, modulação cruzada de fase e mistura de quatro ondas [9]. O método numérico desenvolvido aqui pode ser visto no Apêndice B.

Aqui, como exemplo, é analisado o alargamento espectral causado pela propagação de um sequência de pulsos gerados por um oscilador, que na simulação é representado por um gerador de pulsos gaussianos. O MOPA simulado é um sistema equivalente ao experimento apresentado em [10], um sinal ótico pulsado com taxa de repetição dos pulsos de 1 GHz e largura de pulso de 20 ps é lançado em uma configuração com 4 estágios de amplificação usando fibras dopadas com itérbio e bombeio contra propagante em 975 nm, Figura 3. 13. O primeiro estágio apresenta uma fibra YDF de

4 metros com bombeio monomodo no núcleo, e na saída deste estágio a potência média é aproximadamente 5 mW. No segundo estágio, foi utilizada uma fibra YDF de dupla casca (com bombeio multimodo) e a potência de saída obtida foi de aproximadamente de 213 mW. No terceiro e quarto estágios de amplificação também foram utilizadas fibras com dupla casca, mas com maiores diâmetros de núcleo, *large mode area fibers* (LMA), de forma a diminuir o impacto dos efeitos não-lineares na propagação do sinal. Neste caso foram utilizados diâmetros de 13 μm e 40 μm , respectivamente. Embora, neste último estágio o núcleo da fibra possibilite a propagação de sinais multi-modo, técnicas foram introduzidas para induzir perdas significativas nos modos que não fossem o modo fundamental LP01, obtendo-se assim um sinal de saída monomodo ou aproximadamente monomodo [11]. A potência média de saída dos estágios de amplificação 3 e 4 foram 2,3 W e 290 W, respectivamente.

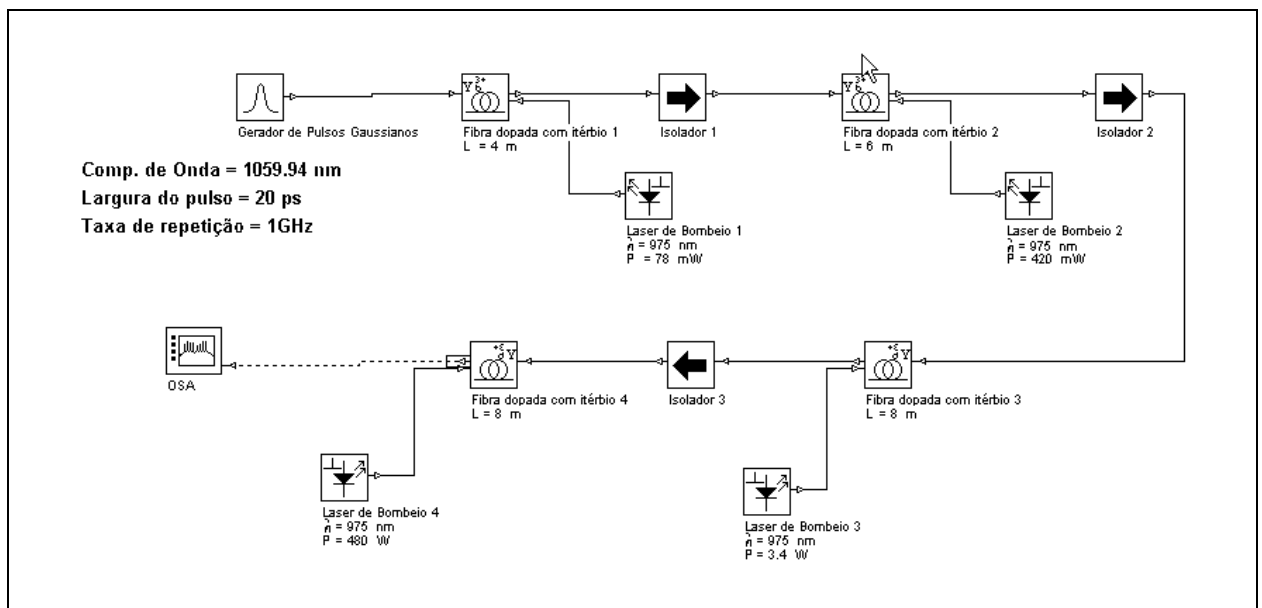


Figura 3. 13 – Configuração do master oscillator power amplifier (MOPA).

O alargamento espectral do sinal devido a propagação nas fibras dopadas pode ser visto na Figura 3. 14.a. O pulso inicial apresenta uma largura espectral de 0,11 nm e, após a simulação, a maior mudança espectral acontece no último estágio de amplificação com a largura espectral do sinal de saída alcançando um valor igual a 0,41 nm devido a auto-modulação de fase, o que é comparável ao valor encontrado experimentalmente em [10], 0,49 nm para uma largura espectral inicial de 0,12 nm, Figura 3. 14.b. Este alargamento espectral reduzido se deve à utilização das fibras com diâmetros modais mais largos, o que causa uma menor densidade de potência no núcleo da fibra, ocasionando um impacto menor dos efeitos não-lineares na fibra dopada. A potência de pico do pulso na saída do MOPA alcançou aproximadamente 12 KW.

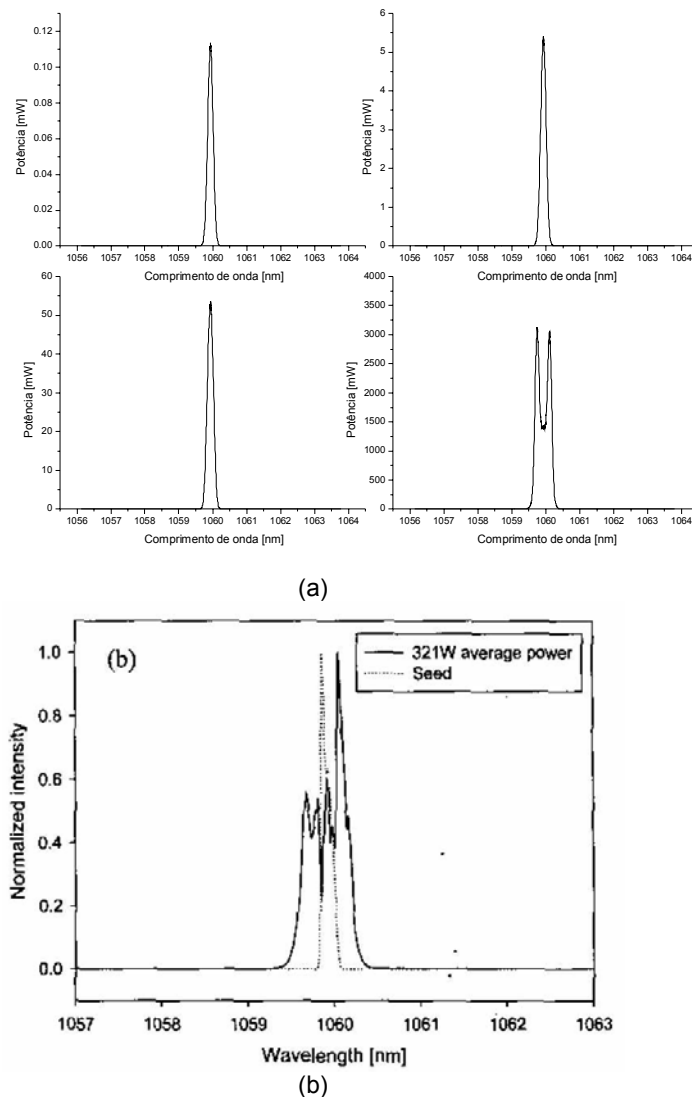


Figura 3. 14 – (a) Espectro do sinal na saída de cada estágio de amplificação no MOPA. (b) Espectro do sinal na entrada e na saída obtido experimentalmente (Ref. [10]).

Para demonstrar o impacto da utilização de uma fibra LMA no estágio final do MOPA, a simulação foi repetida, mas desta vez o diâmetro do núcleo da fibra dopada foi reduzido para 13 μm . A área da casca interna também foi alterada para que fosse mantido o mesmo fator de confinamento para o bombeio, proporcionando assim um ganho similar ao anterior. O espectro do sinal de saída do MOPA pode ser visto na Figura 3. 15. Como pode ser notado visualmente, o alargamento espectral chega a quase 4 nm.

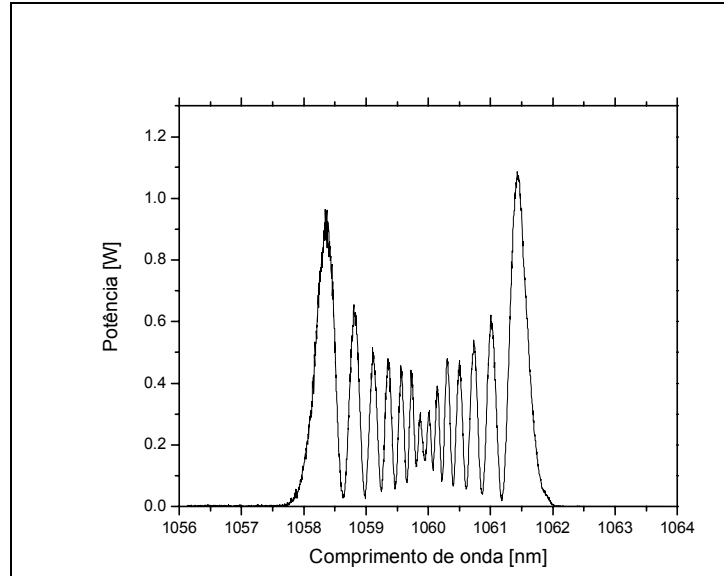


Figura 3. 15 - Espectro do sinal na saída do MOPA com diâmetro do núcleo na fibra do último estágio reduzido.

Além destes efeitos não-lineares que aparecem na propagação dos sinais de alta potência pela fibra dopada com itérbio e que podem ser reduzidos pela utilização da fibra LMA, há também as alterações no formato do pulso causado pela resposta dinâmica das fibras dopadas com itérbio. De forma similar a fibra dopada com érbio, que apresenta transientes de potência em sinais com baixa frequência de modulação, o amplificador a fibra dopada com itérbio também apresenta características dinâmicas devido a variação do sinal no tempo. Uma das diferenças entre os dois tipos de amplificadores (érbio e itérbio) é que as fibras dopadas com itérbio são normalmente usadas na amplificação de um único sinal óptico que pode ser uma sequência de pulsos (em uma determinada taxa de repetição) ou um sinal constante. Desta forma, os transientes podem aparecer em determinadas aplicações com amplificação de sequências de pulsos em uma baixa taxa de repetição.

Para estes casos o modelo numérico de estado estacionário não consegue representar a resposta do amplificador. Para isto, um novo modelo numérico foi desenvolvido para resolver as equações (2.25)-(2.28). O modelo numérico usado é similar ao modelo dinâmico de solução “geral” para a fibra dopada com érbio e pode ser usado para descrever a resposta dinâmica em aplicações onde o tempo de duração do pulso é muito maior que o tempo de propagação na fibra e o tempo característico de inversão. Para os casos onde a ordem de grandeza destas variáveis de tempo são similares, se faz necessário a mudança da equação de propagação dos sinais na fibra para incluir a derivada parcial da potência no tempo:

$$\frac{dP_k}{dz} + \frac{1}{v_g} \cdot \frac{dP_k}{dt} = (\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k - \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k(z) \cdot \overline{n_1} \cdot \Gamma_k + P_{0k} \cdot \sigma_e(\nu_k) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k \quad (3.11)$$

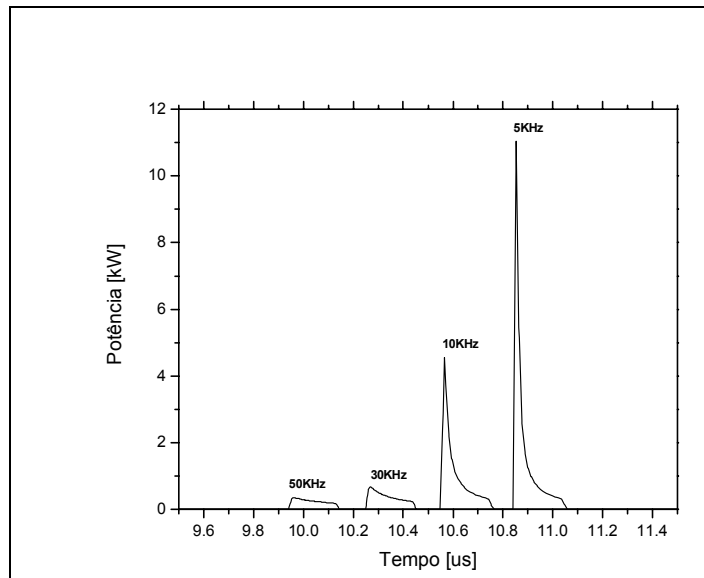
onde v_g é a velocidade da luz na fibra.

A derivada parcial no tempo havia sido eliminada anteriormente devido ao regime de simulação apresentar pulsos com duração muito maior que o tempo de propagação do sinal pela fibra, tornando o impacto deste componente no cálculo desprezível. O modelo numérico original foi modificado para

solucionar a eq. (3.11) e o passo no tempo foi definido por $\Delta t = \Delta z / v_g$, onde Δz é o comprimento de cada seção de fibra a qual foi dividida para solução numérica.

Para visualizar estes transientes de potência nos amplificadores a fibra dopada com itérbio, foi projetado um amplificador com fibra dupla casca de 8 metros de comprimento e bombeio co-propagante em 975 nm com 2,5 W de potência. Um sinal ótico em 1064 nm contendo uma sequência de pulsos super-Gaussianos é lançada no amplificador em diferentes taxas de repetição. Cada pulso, independente da taxa de repetição, apresenta uma potência de pico de 20 W e largura de pulso de 190 ns. Estes valores foram escolhidos para que se possa fazer uma comparação com resultados experimentais obtidos em [12]. Foram simulados 4 diferentes taxas de repetição: 50 KHz, 30 KHz, 10 KHz e 5KHz. Os resultados encontrados são mostrados na Figura 3.16.a e concordam qualitativamente com os resultados experimentais apresentados em [12], Figura 3.17.

Como pode ser visto, a deformação no pulso é menor para os pulsos com taxa de repetição mais alta (50 KHz e 30 KHz) e isto se deve ao fato que nas taxas mais altas o intervalo de tempo entre os pulsos não é o suficiente para que a inversão da população se recupere e volte ao valor inicial. A parte inicial dos pulsos ao se propagar apresenta um ganho maior devido ao maior nível de inversão da população encontrado, enquanto a parte final do pulso vai encontrando um menor nível de inversão ao se propagar. Isto causa o estreitamento e deformação do pulso para baixas taxas de repetição. Entretanto, esta característica pode ser aproveitada para gerar pulsos estreitos e com altas potências de pico (alta densidade de energia), o que é um importante requerimento para os transmissores utilizados para sistemas de comunicação espacial [12]. Desta forma, os parâmetros do amplificador podem ser otimizados para fornecer a maior densidade de energia possível.



(a)

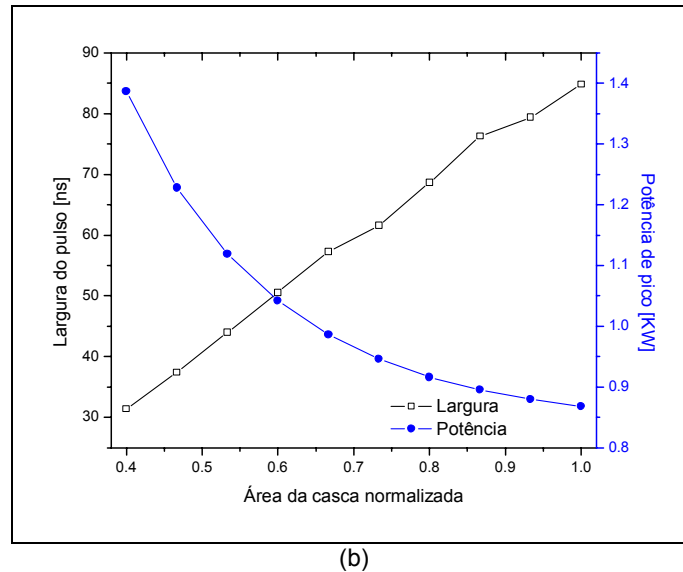


Figura 3.16 – (a) Formato do pulso super-Gaussiano na saída do amplificador para diferentes taxas de repetição. (b) Variação da potência de pico e da largura do pulso na saída do amplificador (taxa de repetição de 30 KHz) em função da área da primeira casca.

Neste exemplo as maiores densidades de energia foram obtidas para as menores taxas de repetição, entretanto, isto pode ser aprimorado através da otimização do tempo de recuperação do amplificador. Com um menor tempo de recuperação estas altas densidades de energia podem ser também obtidas em taxas mais altas de repetição. Como exemplo, pode ser visto na Figura 3.16.b a variação na potência de pico e na largura do pulso quando a área da primeira casca da fibra dopada é reduzida. Neste caso, o pulso inicial é o mesmo do exemplo anterior e apresenta uma taxa de repetição de 30 KHz. A área da casca é reduzida do valor usado no exemplo anterior até atingir 40% e com isto a largura do pulso na saída é reduzida a quase 1/3 do seu valor, enquanto a potência de pico chega quase ao dobro de seu valor inicial. Portanto, através do ajuste dos parâmetros geométricos da fibra dopada, é possível aumentar a energia dos pulsos para altas taxas de repetição e com isso aumentar a capacidade de transmissão do sistema.

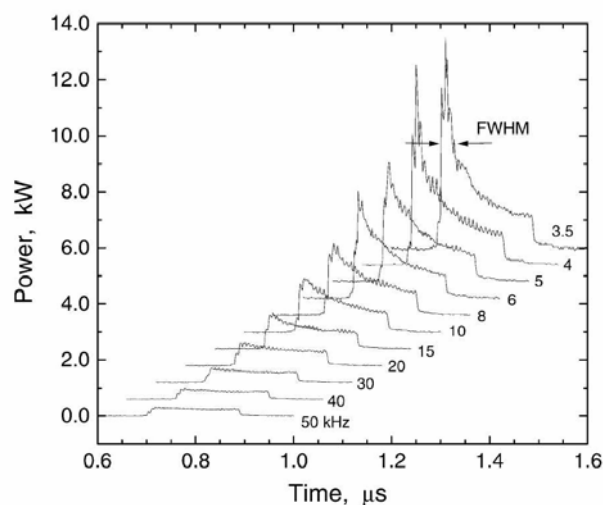


Figura 3. 17– Formato do pulso super-Gaussiano na saída do amplificador em função das taxas de repetição (Ref. [12]).

3.4 Efeitos Dinâmicos e de Propagação nas Fibras Codopadas com Érbio-Itérbio

Assim como os amplificadores a fibra dopada com itérbio, os amplificadores a fibra dopada com érbio-itérbio também tem sido utilizados para amplificar sinais de alta potência. Além das aplicações onde um único sinal é amplificado, estes amplificadores também são utilizados na amplificação de canais em sistemas WDM tanto na banda C como na banda L. Sua utilização nestes sistemas pode ocasionar o surgimento de degradação dos sinais devido aos efeitos não-lineares na amplificação de alta potência. Além da auto-modulação de fase, a modulação cruzada de fase e mistura de quatro ondas [13] podem causar um impacto no desempenho do sistema devido as altas potências dos sinais amplificados.

Para analisar a influência destes efeitos não-lineares no amplificador, um modelo numérico que descreve a amplificação dos sinais e a propagação [9] destes pela fibra dopada com érbio-itérbio foi desenvolvido, veja apêndice B. Como exemplo para se visualizar a atuação dos efeitos não-lineares, o sistema mostrado na Figura 3. 18 foi projetado para se analisar o aparecimento dos produtos gerados pela mistura de quatro ondas. Este sistema apresenta dois sinais situados em 1553 nm e 1554 nm, cada um com 12 dBm de potência de entrada. O bombeio utilizado foi bidirecional com comprimento de onda em 975 nm e potência de bombeio de 3 W por laser. Foi utilizada uma fibra dopada com 14 metros de comprimento. Este sistema apresenta uma configuração similar ao experimento apresentado em [13] e as curvas de ganho encontradas experimentalmente foram reproduzidas através das simulações com uma boa concordância entre os resultados. Desta forma torna-se possível a comparação entre os resultados encontrados no experimento (relacionado aos efeitos não-lineares) e os simulados aqui.

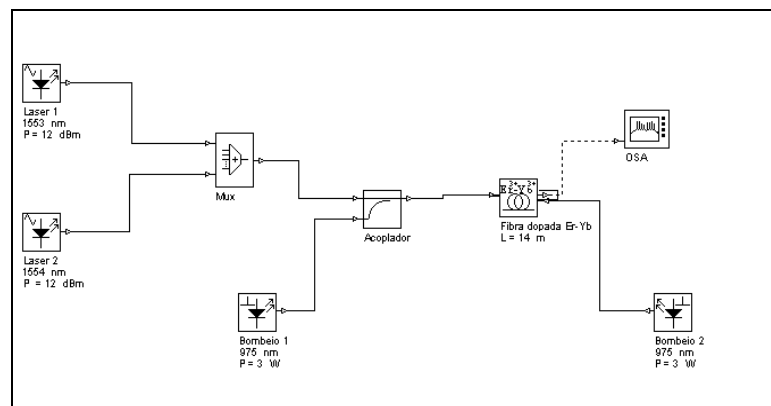


Figura 3. 18 - Configuração do sistema usado na simulação da mistura de quatro ondas em uma fibra dopada.

Em [13] foi medido o espectro na saída do amplificador óptico e encontrou-se que os produtos de primeira ordem da mistura de quatro ondas encontravam-se aproximadamente a 29 dB abaixo dos canais amplificados. Utilizando-se a potência destes produtos na saída do amplificador, a potência de entrada dos sinais e o ganho do amplificador, foi então calculado o valor do coeficiente não-linear da fibra dopada, $\gamma = 20 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ [13]. Entretanto, este valor está sobre dimensionado já que para se chegar a este, foi assumido que o ganho ao longo da fibra era aproximadamente uniforme e esta aproximação não condiz com a real distribuição do ganho ao longo da fibra dopada (mesmo

utilizando-se um bombeio bidirecional). Isto pode ser visto na Figura 3.19.a, onde a maior parte do ganho (12 dB) é obtida nos primeiros 4 metros da fibra dopada. Desta forma a utilização do coeficiente não-linear calculado em [13] ocasionaria uma maior atuação dos efeitos não-lineares no amplificador, o que foi comprovado através de simulações feitas como o modelo aqui apresentado. O coeficiente foi então recalculado baseando-se na curva de ganho ao longo da fibra e foi utilizado na simulação um valor igual a $14 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$. Com este valor foi obtido o espectro ótico na saída do amplificador mostrado em Figura 3.19.b. A diferença de potência entre os sinais originais e os produtos de primeira ordem foram aproximadamente 29 dB, o que condiz com os resultados experimentais [13] ilustrados na Figura 3. 20.

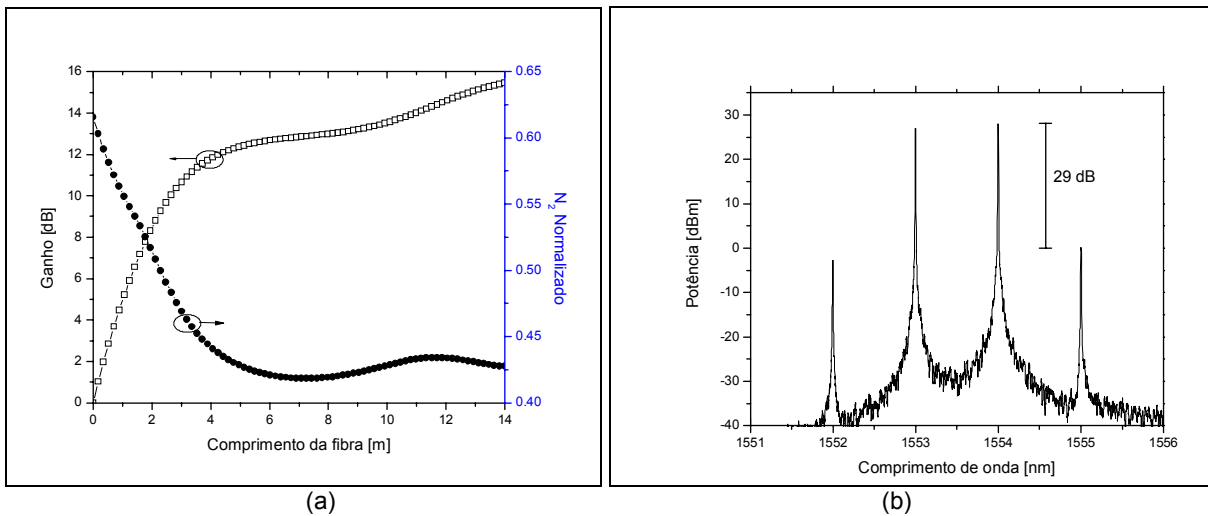


Figura 3.19 – (a) Curva de ganho e inversão da população ao longo da fibra. (b) Espectro de saída do amplificador com dois sinais em 1553 nm e 1554 nm.

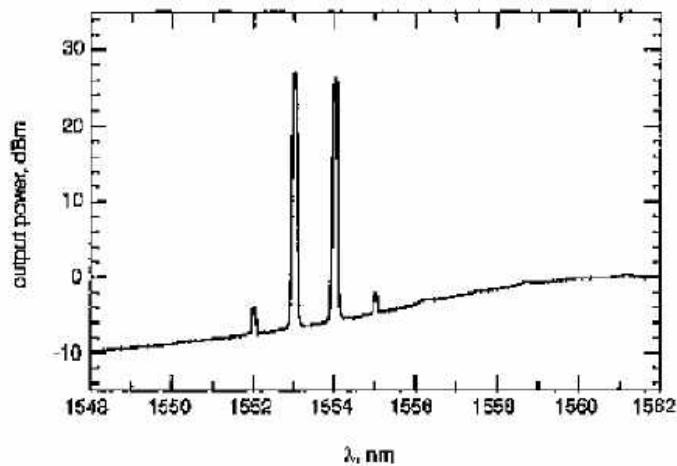


Figura 3. 20 - Espectro de saída do amplificador com dois sinais em 1553 nm e 1554 nm (Ref [13]).

Além do modelo numérico que leva em consideração os efeitos de propagação nos amplificadores codopados com érbio-itérbio, foi também desenvolvido um modelo numérico para análise dos transientes de potência no processo destes amplificadores. Este modelo baseia-se na resolução numérica das equações (2.31) - (2.45) e pode ser usado para descrever a resposta dinâmica em aplicações onde o tempo de duração do pulso é muito maior que o tempo de

propagação na fibra e o tempo característico de inversão. Portanto, pode ser usado para análise de transientes de potência causados pela retirada e inserção de canais em um sistema WDM.

Como exemplo, foi projetado um amplificador EYDF para amplificação de 16 canais alocados em uma banda que vai de 1533 nm a 1550,8 nm (espaçamento entre canais de 1,2 nm), cada canal possui uma potência de entrada de -23 dbm. A fibra dopada de dupla casca apresenta um bombeio multimodo contra-propagante de 1W (eficiência de acoplamento do bombeio é 80%) e comprimento de onda igual a 975nm. Os canais apresentam um ganho que vai de 26,3 dB a 38,1 dB na saída do amplificador.

A retirada e inserção de canais é simulada de forma similar aos outros exemplos, através da modulação de parte dos canais por uma onda quadrada. Neste caso, foi simulado a retirada/inserção de 8 e 4 canais, onde os canais são retirados em $t = 2,5$ ms e voltam ao sistema em $t = 5$ ms. Os resultados encontrados na simulação podem ser vistos na Figura 3. 21. As excursões de potência chegaram a 1,6 dB e 0,7 dB com a retirada de 8 e e 4 canais, respectivamente.

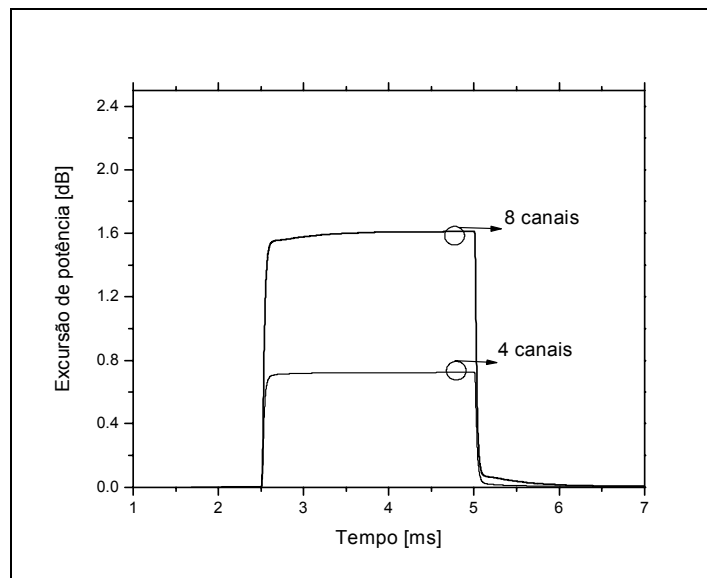


Figura 3. 21 - Evolução da excursão de potência do sinal "sobrevivente" em 1550,8 nm após a retirada/inserção de 8 e 4 canais.

Este modelo ainda continua em desenvolvimento para que possa ser utilizado em aplicações (MOPA) com sinais pulsados de baixa frequência de repetição e pulsos curtos.

3.5 Sumário

Na primeira parte deste capítulo foram apresentados os modelos numéricos utilizados para reproduzir a resposta dos amplificadores a fibra dopada com érbio sob inserção e retirada dos canais em um sistema. Os resultados obtidos em cada modelo foram comparados com resultados experimentais obtidos na literatura e mostraram uma boa concordância [5]. Com isto, os transientes de potência devido ao chaveamento de canais em sistemas WDM foram demonstrados em diversas configurações de bombeio, como também em uma cascata de amplificadores. Um caso em especial foi demonstrado, EDFA para a banda L, de forma a demonstrar as diferenças no processo de

amplificação (com relação a banda convencional) bem como a incapacidade de alguns modelos [2] [3] [5] em reproduzir (modelo analítico de inversão média) o processo de amplificação. No próximo capítulos estes modelos numéricos são utilizados para estudar alguns métodos de controle de transientes.

Foi introduzido também neste capítulo um modelo numérico desenvolvido para considerar a propagação dos sinais no processo de amplificação em uma fibra dopada com itérbio, incluindo assim efeitos lineares (dispersão) e não-lineares (SPM, XPM e FWM) no modelamento do YDFA e com isto torna-se possível analisar a atuação dos efeitos não-lineares na propagação dos sinais em aplicações que utilizam altos valores de potência. Foi demonstrado a utilização deste modelo em um MOPA contendo quatro estágios de amplificação e o resultado simulado mostrou uma boa concordância com o experimento realizado em [10], sendo que o alargamento espectral devido à auto-modulação de fase foi praticamente o mesmo. Também foi apresentado um modelo numérico que leva em consideração os efeitos dinâmicos do YDFA, sendo desta forma capaz de reproduzir os transientes que ocorrem no processo de amplificação de uma sequência de pulsos com baixa taxa de repetição. Alguns exemplos foram criados e foram feitas comparações com resultados experimentais obtidos na literatura [12], e estes mostraram uma boa concordância. Foi demonstrado também, utilizando este modelo, a possibilidade de otimizar a densidade de energia dos pulsos em diferentes taxas de repetição através do ajuste de parâmetros geométricos da fibra dopada.

Para finalizar o capítulo, foi apresentado o modelo numérico desenvolvido para descrever a propagação de sinais considerando a amplificação, os efeito lineares e não-lineares em uma fibra dopada com érbio e itérbio. Foi demonstrado o processo de FWM em um amplificador e os resultados foram comparados à resultados experimentais obtidos na literatura [13]. Com este modelo torna-se possível a análise de sistemas de alta potência usando EYDFA como em [14]. Fechando o capítulo, foi apresentado o modelo numérico desenvolvido para simular os transientes de potência em EYDFA.

Referências

- [1] A. Bononi, e L. A. Rusch. "Doped-Fiber Amplifier Dynamics: A System Perspective". IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 16, Issue 5, May 1998, pp. 945 – 956.
- [2] A. A. Rieznik and H. L. Fragnito. "Analytical solution for the dynamic behavior of erbium-doped fiber amplifiers with constant population inversion along the fiber". J. Opt. Soc. Am. B, 21, 1732-1739, 2004.
- [3] Y. Sun, J. L. Zyskind, A. K. Srivastava. "Average inversion level, modeling, and physics of erbium-doped fiber amplifiers". IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 3, Issue: 4, August 1997, pp. 991 – 1007.
- [4] M. Freitas, S. N. Givigi, Jr., J. Klein, A. R. Almeida, L. C. Calmon. "Transient control for cascaded EDFAs by using a multi-objective optimization approach". Proceedings of SPIE Vol. #5579, Photonics North, Sep. 2004.
- [5] C. Dimopoulos. "Study of dynamic phenomena in WDM optical fibre links and network based EDFAs". PhD Thesis, University of Essex, April 2001.
- [6] C. R. Giles, E. Desurvire. "Transient gain and crosstalk in erbium-doped fibre amplifiers ". Optics Letters, Vol. 14, August 1989, pp. 880-882.
- [7] A. K. Srivastava, Y. Sun e J. L. Zynskind. "EDFA transient response to channel loss in WDM transmission system ", IEEE Photonics Technologic Letters, Volume 9, No. 3, March 1997, pp. 386-388.
- [8] M. Kakui e S. Ishikawa. "Long-wavelength-band optical amplifiers employing silica-based erbium doped fibers designed for wavelength division mutiplexing systems and networks". IEICE Trans. Electron., vol E83-C, No. 06, June 2000.
- [9] M. Freitas, L. C. Calmon, R. T. R. Almeida. "FWM versus XPM in WDM Systems Using Low Dispersion Fibers". Proceedings of the IEEE International Telecommunications Symposium (ITS2002), Sep. 2002 - Natal/RN – Brazil
- [10] P. Dupriez, A. Piper, A. Malinowski, J.K. Sahu, M. Ibsen, Y. Jeong, L. M. B. Hickey, M. N. Zervas, J. Nilsson e D. J. Richardson . "321 W average power, 1 GHz, 20 ps, 1060 nm pulsed fiber MOPA source". Optical Fiber Communication Conference, 2005. Technical Digest. OFC/NFOEC Vol. 6, March 2005.
- [11] P. Wang, L. J. Cooper, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson, "Efficient single-mode operation of a cladding-pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser". Optics Letters, Vol. 31, pp. 226-228
- [12] M. W. Wright e G.C. Valley. "Yb-doped fiber amplifier for deep-space optical communications". IEEE Journal of Lightwave Technology, Vol. 23, Issue 3, March 2005, pp. 1369 - 1374.
- [13] Y. Jaouen, J. P. Bouzinac, J. M. P. Delavaux, C. Chabran e M. Le Flohic. "Generation of four-wave mixing products inside WDM c-band 1 W Er 3+/Yb3+ amplifier". Electronics Letters, Vol. 36, Issue 3, Feb. 2000, pp. 233 – 235.
- [14] V. N. Philippov, J. K. Sahu, C. A. Codemard, J. Nilsson, G. N. Pearson. "All-fibre 0.4 mJ high-coherence eye-safe optical source". SPIE European Symposium on Optics & Photonics, Oct. 2004.

Capítulo 4

Otimização do Controle de Transientes em EDFAs

4.1 Introdução

Como já foi citado anteriormente, vários eventos em redes estáticas ou redes com roteamento dinâmico podem causar alterações nos níveis de potência dos sinais ou variação do número de canais no sistema. Mesmo que estas variações sejam inicialmente pequenas, os transientes de potência gerados podem se tornar consideráveis ao longo da propagação dos sinais devido ao uso de amplificadores em cascata. Para prever e analisar o possível impacto destes transientes no desempenho das redes foi necessário o desenvolvimento de modelos numéricos, os quais foram apresentados no capítulo anterior, que pudessem reproduzir o comportamento dos transientes. Através da análise de algumas configurações de amplificadores, sob o evento de retirada e inserção de canais no enlace, foi possível visualizar que a excursão de potência destes transientes pode alcançar vários dB's de amplitude. Isto poderia levar a uma grande variação no desempenho do sistema, bem como danificar componentes na recepção do sinal devido aos picos de potência.

Para evitar estes transientes de potência ou pelo menos diminuir o impacto destes no desempenho do sistema ótico foram desenvolvidos sistemas de controle de transientes. Aqui neste capítulo alguns destes controladores são modelados e é demonstrado a atuação deles em sistemas WDM amplificados. Aqui também é apresentado uma contribuição deste trabalho, que é o desenvolvimento de um método de otimização dos parâmetros do controlador de forma a minimizar a amplitude e duração dos transientes de potência.

4.2 Métodos de Controle de Transientes

Falhas no sistema e/ou inserção e retirada de canais devido a reconfiguração da rede podem causar transientes de potência que poderiam levar a degradação do desempenho do sistema, o qual é inaceitável para algumas operadoras. Para se evitar este problema, vários esquemas de proteção contra os transientes de potência em redes óticas com amplificadores têm sido desenvolvidos.

Os princípios básicos destes métodos de controle podem ser explicados usando-se a Figura 4. 1. Basicamente, o ganho do amplificador aumenta com o aumento da potência de bombeio. Com relação à potência do sinal de entrada, há duas respostas diferentes: (1) para o ganho do amplificador inferior a zero dB, neste caso quanto maior a potência do sinal maior será o ganho; e (2) para o ganho do amplificador superior a zero dB, neste caso quanto maior a potência de entrada

menor é o ganho obtido. O valor limiar da potência de bombeio, P_{th} , não é alterado pelo valor da potência de entrada do sinal.

Tendo estas características para o amplificador ótico, pode-se controlar o ganho do amplificador usando-se duas variáveis: a potência de bombeio e a potência total dos sinais na entrada do amplificador. Para o controle usando a potência de bombeio, o ganho G_c é mantido constante (enquanto a potência de entrada dos sinais variam) através da variação da potência de bombeio de uma forma que esta se oponha à variação do ganho. Como exemplo, se a potência dos sinais de entrada aumentam, o ganho tende a diminuir. Entretanto, se a potência de bombeio é aumentada por um certo valor de potência, este aumento irá compensar a potência maior dos sinais de entrada e dependendo de seu valor, manterá o ganho constante. A outra forma de controle é o controle da potência total de entrada dos sinais. Neste caso um outro sinal de controle seria introduzido no amplificador para compensar a variação da potência dos sinais de entrada.

Dois dos principais métodos de controle de transientes são: controle do bombeio, mostrado na Figura C.11, e *gain clamping* (controle totalmente ótico) com duas possíveis configurações mostradas na Figura C.4 e Figura C.6. Aqui neste capítulo, o controle da potência de bombeio é analisado utilizando-se modelos numéricos que podem reproduzir a resposta do sistema de controle do EDFA.

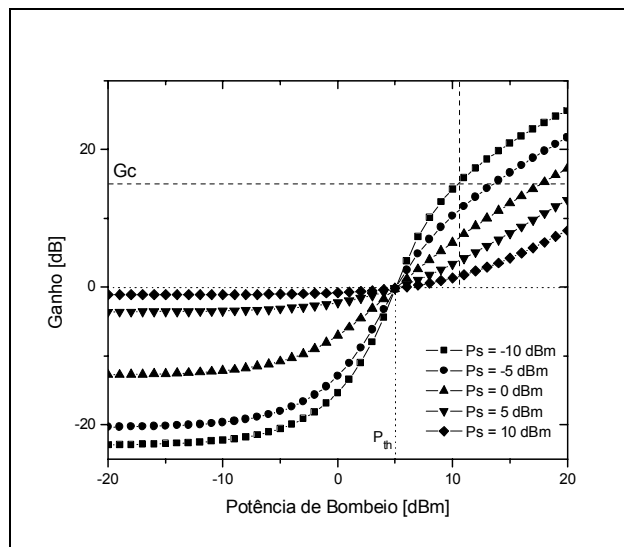


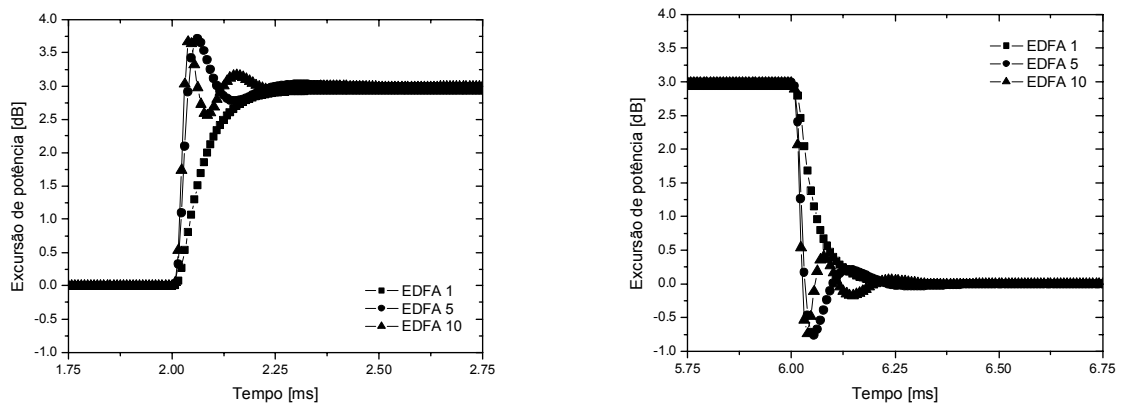
Figura 4. 1— Curvas de ganho do sinal em função da potência de bombeio e para diferentes valores de potência de entrada para o sinal.

4.2.1 Controle do laser de bombeio

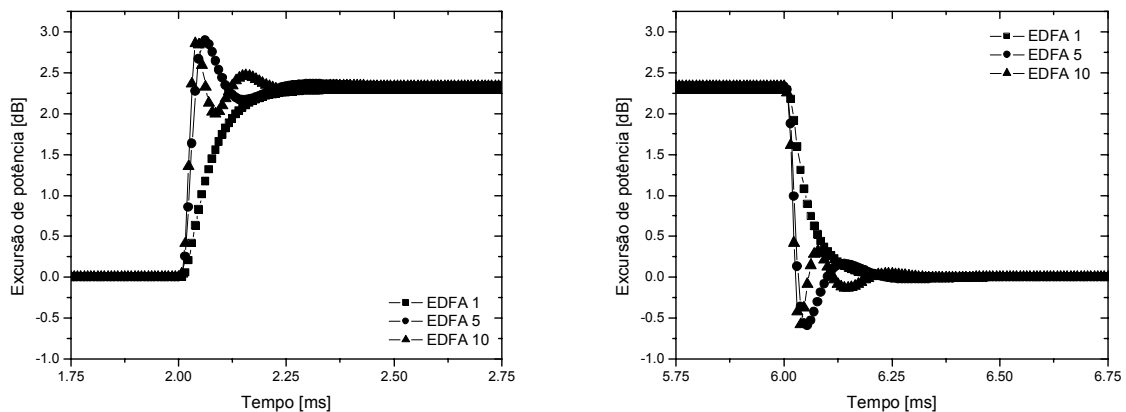
No método de controle de bombeio (ver Figura 1.2), o ganho do amplificador é controlado eletronicamente ajustando-se a corrente do laser de bombeio de forma que o ganho (ou também a potência de saída) dos canais no amplificador seja mantido inalterado. Para este método há diferentes formas de se monitorar o transiente de potência e usar estes dados de forma a ajustar a potência de bombeio. Alguns destes são: (1) monitoramento da potência total de entrada do amplificador [1], (2) monitoramento da potência de saída de um dos canais sobreviventes [2], (3) monitoramento do ganho de um sinal usado para o controle, (4) monitoramento da quantidade de

potência de ASE gerada, e (5) monitoramento da potência de bombeio na entrada e saída do amplificador [3].

Aqui foram modelados e simulados sistemas com duas formas de monitoramento, 2 e 5. Mas antes de analisarmos os métodos de controle, novas simulações foram feitas usando-se um sistema WDM com 10 amplificadores em cadeia. Os 16 sinais são uniformemente distribuídos na faixa que vai de 1540 nm a 1564 nm (espaçamento de 1,6 nm), sendo que oito destes sinais são retirados em $t = 2ms$ e inseridos de volta ao sistema em $t = 6ms$. Os transientes de potência para dois comprimentos de onda “sobreviventes”, 1551,6 e 1563 nm, são mostrados na Figura 4. 2. A amplitude do transiente chega a atingir 3,75 dB para o canal em 1551,6 nm e 3 dB para o canal em 1563 nm tanto para a retirada quanto para a inserção dos canais. Os transientes têm amplitude maior e são mais rápidos a medida que atravessam mais amplificadores, como pode ser visto na figura 4.2.



(a)



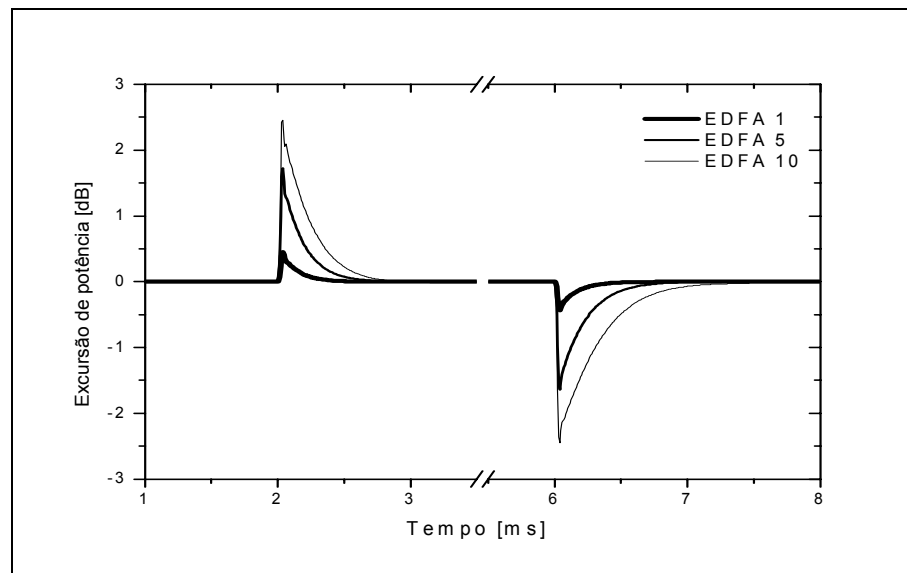
(b)

Figura 4. 2 – Transientes de potência, em uma sequência de EDFAs sem controle de transiente, causado pela inserção e retirada de canais. (a) sinal “sobrevivente” em 1551,6 nm e (b) sinal “sobrevivente em “1563 nm.

O aumento da velocidade com o número de amplificadores se deve ao fato de os amplificadores serem idênticos e apresentarem a mesma equalização, com isso experimentam a mesma variação da potência de entrada. Isto significa que a variação da inversão média de população nos amplificadores serão iguais, e consequentemente a variação de ganho será a mesma em cada amplificador. Portanto

isto ocasionará o aumento da variação da potência nos sinais “sobreviventes” a medida que o número de amplificadores aumentam.

O primeiro projeto de amplificador com controle de transientes simulado foi aquele com monitoramento de um dos canais “sobreviventes” e foi utilizado um controlador proporcional diferencial (PD) no enlace de realimentação. Os resultados da simulação são mostrados na Figura 4. 3. Neste caso, o canal sobrevivente monitorado foi o situado em 1563 nm. Os coeficientes proporcional e diferencial usados no controlador PD não foram otimizados para este caso, portanto mesmo que o controlador tenha diminuído amplitude e duração dos transientes, e também restaurado o nível de potência original do canal após um certo tempo, os resultados ainda podem ser melhorados com relação à máxima excursão de potência e a duração do transiente. Para o canal em 1551,6 nm, depois de passar pelo primeiro amplificador, a máxima excursão de potência do sinal caiu de 3 dB para menos de 0,5 dB quando o controlador esta atuando. O mesmo comportamento foi obtido para o restante dos canais. Com o aumento do número de amplificadores, a máxima amplitude do transiente aumenta, mesmo assim a amplitude dos transientes são mantidas menores que o valores alcançados quando o sistema sem controle foi usado. A máxima excursão encontrada para o canal em 1551,6 nm foi de 2,5 dB, enquanto para o canal em 1563 nm este valor foi menor que 2 dB. Este aumento da excursão de potência com o número de amplificadores, como já foi colocado anteriormente, se deve ao fato que os transientes de potência aumentam sua velocidade com sua passagem por um maior número de amplificadores, portanto o controlador torna-se menos eficaz.



(a)

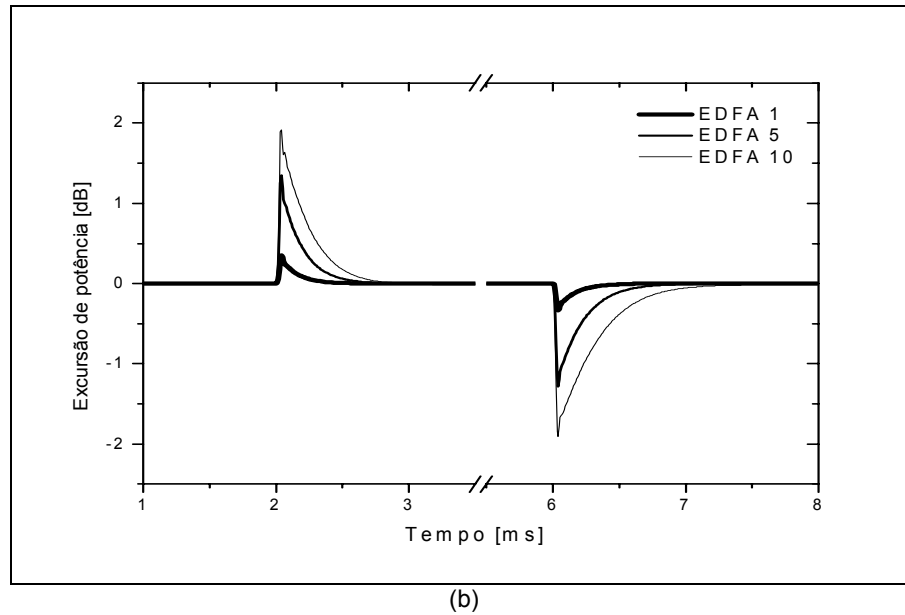
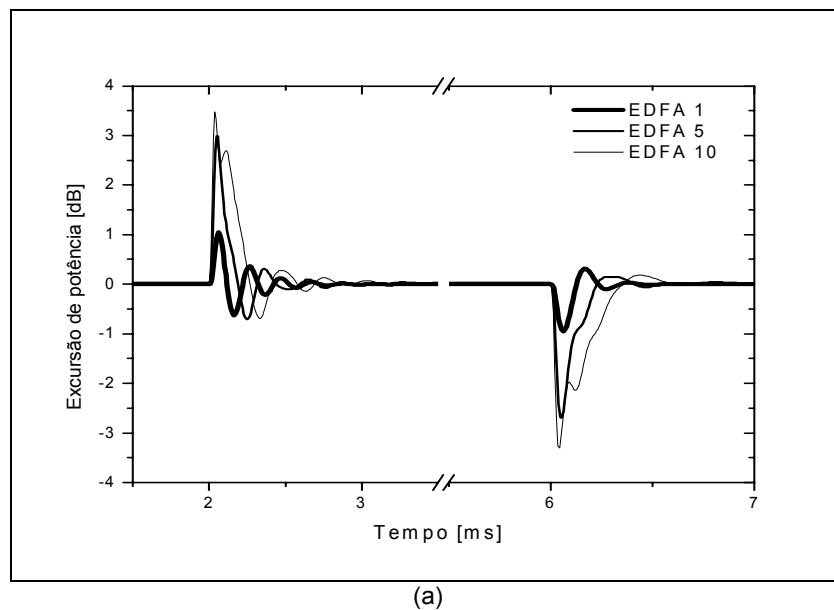


Figura 4. 3 - Transientes de potência em uma sequência de EDFAs com controle de bombeio e monitorando um canal "sobrevivente". (a) sinal "sobrevivente em "1551,6 nm e (b) sinal "sobrevivente em "1563 nm.

O segundo método de monitoramento simulado usa a relação de potências entre a potência de bombeio de entrada e a de saída do amplificador. Os resultados encontrados nas simulações são mostrados na Figura 4. 4. Aqui também foi escolhido os valores dos coeficientes do controlador sem que houvesse a preocupação de otimizar os resultados e como pode ser visto na Figura 4.4, os resultados apesar de apresentarem um certo controle dos transientes de potência, não evitou uma maior duração das oscilações e as excursões de potência atingiram mais de 3 dB após a passagem pelo último EDFA para o canal sobrevivente em 1551,6 nm. Resultados similares foram encontrados para o canal em 1563 nm.



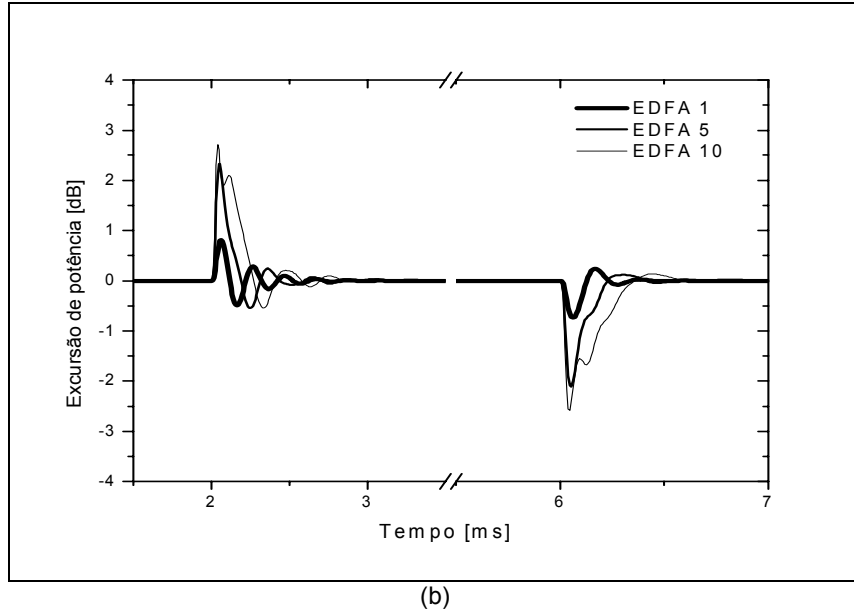


Figura 4. 4 – Transientes de potência em uma sequência de EDFAs com controle de bombeio e monitorando a relação entre a potência de bombeio de entrada e saída. (a) sinal “sobrevivente” em “1551,6 nm e (b) sinal “sobrevivente” em 1563 nm.

Para facilitar o projeto do EDFA com controle de transientes e desenvolver um método de ajuste dos parâmetros do controlador, foi desenvolvido durante este trabalho um processo de otimização para escolha dos parâmetros do controlador de forma a tentar diminuir o impacto dos efeitos dos transientes de potência sobre os canais “sobreviventes”. Na próxima seção, o método desenvolvido é explicado e alguns exemplos de EDFAs com controle otimizado são demonstrados.

4.3. Otimização do Controle de Transientes

Como descrito na seção 3.1, a solução numérica das equações (3. 1) e (3. 2) é feita em duas etapas: Na primeira, a solução de estado estacionário é encontrada para servir como condição inicial e na segunda etapa a integração no tempo é desenvolvida. Uma vez a primeira etapa é finalizada, a segunda (onde o controle é realizado) pode se reescrita como:

$$\dot{p} = Ap + Bu \quad (4. 1)$$

Onde p é a potência de cada sinal, A está relacionado a distribuição de potência de estado estacionário, B é a matriz de controle, e u é a nova entrada no tempo para cada canal sendo propagado pela fibra.

Assumindo um controlador proporcional-diferencial (PD) [5], e desde que as únicas entradas que podem ser controladas são os lasers de bombeio, o enlace de realimentação pode ser fechado usando-se:

$$\dot{p}_{pump} = p_{pump} - (K_P(p_{sur} - p_0) + K_D\dot{p}_{sur}) \quad (4. 2)$$

Onde p_{pump} é a potência de bombeio, p_{sur} é a potência do sinal monitorado no tempo t considerado, p_0 é a potência de referência do sinal monitorado (que pode ser a potência do sinal no estado estacionário), e K_D e K_P são os coeficientes de ganho dos erros diferencial e proporcional, respectivamente, usados no enlace de controle de realimentação.

De acordo com o problema acima, a necessidade é encontrar os coeficientes das matrizes K_D e K_P de forma a minimizar o transiente de potência dos sinais “sobreviventes” e, especificamente, para o canal (ou potência total dos sinais em uma banda, ASE ou bombeio) escolhido para ser monitorado pela estratégia de controle. Karásek e Menif em [5] propuseram um procedimento baseado no método de Ziegler-Nichols [6] para solucionar este problema. Entretanto, dois outros problemas aparecem com a solução que eles propuseram. Primeiro, é necessário ter um completo conhecimento das características do sistema a ser controlado. Segundo, o método parece funcionar apenas para um laser de bombeio.

Para resolver estas questões, foi usado um algoritmo genético para se obter as matrizes de coeficientes de ganho K_D e K_P . Onde os seguintes objetivos foram fixados para o projeto de otimização [7]:

- Minimizar a potência de pico do transiente na saída:

$$f_1 = \max_t |p_{sur} - p_0| \quad (4.3)$$

- Minimizar o tempo de duração do transiente: (onde a definição para indicar que o transiente foi extinto é dada pela relação $|p_{sur} - p_0| \leq 0.02 \cdot p_0$)

$$f_2 = t_s \quad (4.4)$$

Estes dois critérios foram usados para encontrar a “aptidão” de cada indivíduo na população. Cada uma das funções acima foi transformada e normalizada porque queremos encontrar o valor mínimo, isto é, queremos que os valores de f_1 e f_2 tendam para zero. Então, a função de “aptidão” torna-se [7]:

$$f(x) = \sum_{i=1}^2 \left| \frac{r_i - f_i(x)}{r_i} \cdot w_i \right| \quad (4.5)$$

Onde r_i é o valor máximo permitido para cada função, e w_i (valor entre 0 e 1) é o peso da função i e determina como a otimização vai se comportar. Pode ser visto claramente, neste caso, que a “aptidão” máxima para um indivíduo é 2.

Nas próximas seções, será demonstrado o uso desta estratégia através de soluções numéricas e poderá ser visto que as matrizes de ganho podem ser facilmente encontradas sem a necessidade de um conhecimento profundo do sistema, além, é claro, dos limites de cada coeficiente.

4.3.1 Implementação do método de otimização através dos algoritmos genéticos

Algoritmos genéticos [8] são técnicas de pesquisa baseados no processo evolucionário de seleção natural, e que combina a “sobrevivência do mais apto” com a aleatoriedade e a mutação. Esta técnica pode ser resumida da seguinte forma:

- “Indivíduos” são gerados através de uma seleção aleatória dos parâmetros (cromossomos) para cada fator de controle, e a “população” é então criada do conjunto destes indivíduos.
- Um modelo é usado para avaliar a aptidão de cada indivíduo.
- Os indivíduos mais aptos são levados ao processo de “reprodução”, resultando em uma nova “geração” através da combinação das características destes indivíduos. “Mutações” são adicionadas e consideradas através de mudanças aleatórias em uma pequena parte da população.
- O critério de aptidão leva a uma melhor população através da eliminação das piores soluções. As características dos indivíduos tendem a convergir para uma melhor solução através de sucessivas gerações de indivíduos.

Em linhas gerais, o algoritmo genético aplicado ao problema em estudo poder ser definido da seguinte forma:

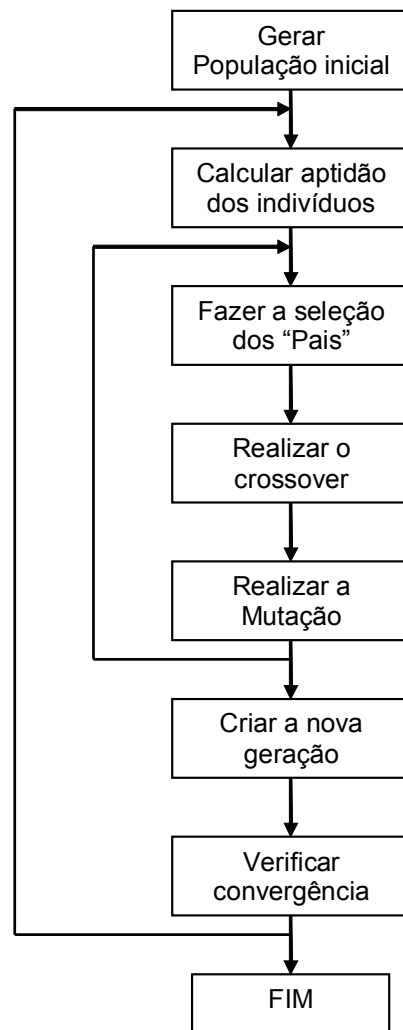


Figura 4. 5 – Descrição do procedimento utilizado para realização do algoritmo genético aplicado ao problema de otimização dos parâmetros de controle do EDFA.

A representação de cada característica de um indivíduo é feita através de uma codificação, que por analogia à natureza é chamado de cromossomo. O número de cromossomos de um indivíduo é definido pelo conjunto de parâmetros a serem otimizados. No caso da otimização do controlador PD destinado a um laser de bombeio, cada controlador (indivíduo) é definido por dois parâmetros (cromossomos): coeficientes de ganho proporcional e diferencial.

Estes cromossomos são compostos por genes, que podem ser dígitos alfanuméricos, e que serão alterados quando acontecer a reprodução e mutação. Aqui foi utilizada uma popular forma de codificação usando uma “string” de valores binários. Então, o controlador foi representado de acordo com a figura abaixo.

11000111011110111101101001111110100001	010001110111101111011010011010010100001
Cromossomo 1 ≡ Coef. proporcional	Cromossomo 2 ≡ Coef. diferencial

Figura 4. 6 - Representação binária de um indivíduo (Controlador PD) com 2 cromossomos, cada um contendo 40 genes ou bits.

Após a geração da população inicial, ou seja o conjunto inicial de controladores a serem avaliados, cada indivíduo é usado na simulação do sistema amplificado. Com o EDFA possuindo o controlador de transientes, os resultados definidos pelas equações (4. 3) - (4. 5) são calculados para definirem a aptidão daquele indivíduo. Nesta, etapa são encontrados os indivíduos mais aptos da população.

Após a realização das simulações com toda população e a definição das aptidões de cada indivíduo, o processo de seleção é realizado. Este processo de seleção é feito de forma a dar preferência aos indivíduos mais aptos, embora não exclusivamente. Este processo de seleção foi desenvolvido da seguinte forma: (1) a soma total das aptidões da população é realizada e com isso a aptidão de cada indivíduo é normalizada de acordo com a aptidão total do grupo. (2) Sorteios são realizados para selecionar os indivíduos para o processo de reprodução. Os indivíduos que apresentam maior aptidão normalizada são os mais prováveis de serem escolhidos.

Uma vez feita a seleção do conjunto de pais, o processo de reprodução é realizado, o qual inclui a possibilidade de *crossover* entre os cromossomos com a troca de material genético gerando os filhos e a possibilidade de mutação destes novos indivíduos gerados. Esta nova geração de indivíduos será a próxima população a ser avaliada nas simulações. Um exemplo do processo de geração da nova população é mostrado na tabela abaixo. Tendo os indivíduos sido selecionados e colocados em pares, é calculado então a partir de qual gene poderá ocorrer a troca de informação entre os pais para geração dos novos indivíduos. Para cada par há a probabilidade de haver o *crossover* ou não (neste casos os pais são diretamente alocados na nova população) e para cada filho haverá a possibilidade de haver mutação em seus genes.

Passo	Pai 1	Pai 2	Ponto de <i>crossover</i>	<i>Crossover?</i>	Mutação?	Filho 1	Filho 2
2	10011	00101	4	Sim	Não	10011	00101
3	01110	11010	2	Sim	Não	01010	11110
4	01110	00101	3	Sim	Não	01101	00110
5	10101	00101	1	Sim	Sim	10101	00111
6	00101	01110	4	Não	Não	00101	01110

Este processo de geração e cálculo de aptidão dos indivíduos, continua até que o número máximo de gerações seja atingido ou que seja encontrado o melhor indivíduo de acordo com critérios pré-estabelecidos.

4.3.2 Sistema de controle

Para simular um sistema de controle, foi utilizado uma modelagem numérica de um controlador analógico [9]. Neste caso, as partes proporcional e derivativa da lei de controle foram representadas

por amplificadores operacionais configurados como amplificador diferencial e diferenciador, respectivamente.

Para a simulação do amplificador diferencial, o sinal monitorado passa por um filtro passa-baixa de forma a simular a resposta em frequência do amplificador. Após o filtro, o sinal é multiplicado por uma constante que representa o ganho DC do amplificador.

No caso da simulação do diferenciador, um filtro passa-alta é usado para simular sua resposta em frequência e então é multiplicado por uma constante que representa o ganho de alta-freqüência do diferenciador.

Para completar o enlace de controle, um filtro passa baixa é usado para simular a recepção do sinal monitorado. Todos estes filtros usados na simulação foram implementados através de filtros FIR com sua resposta ao impulso definida pelos parâmetros de cada componente.

4.3.3 Exemplos de EDFAs com controle de transientes otimizado

Como exemplo a ser utilizado para aplicação do método de otimização do controlador, foi utilizado o sistema WDM com EDFAs em cascata mostrado na Figura 4. 7. O sistema possui 5 EDFAs com um atenuador entre cada EDFA para simular as perdas devido a propagação dos sinais no enlace de fibra ótica.

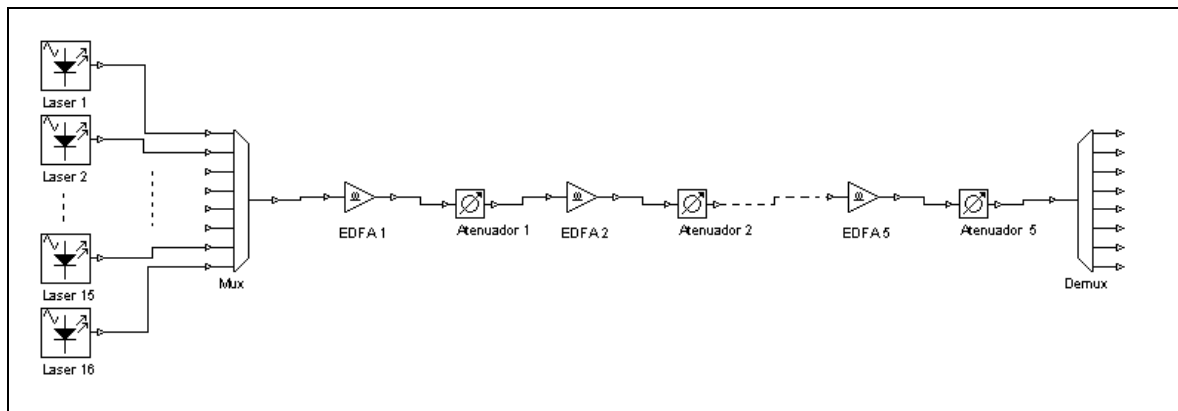


Figura 4. 7– Configuração do sistema WDM contendo uma cadeia de amplificadores EDFA.

O sistema possui 16 canais espalhados uniformemente de 1539,72 a 1563 nm e com potência de entrada de -16 dBm por canal. Cada amplificador apresenta um bombeio contra-propagante em 980 nm com potência de 18 dBm e há um filtro na saída de cada fibra dopada para se equalizar o ganho em todos os canais. Após cada EDFA, os sinais são atenuados pelo mesmo valor de ganho que estes são submetidos pelos amplificadores, aproximadamente 16 dB. Desta forma, a potência de entrada dos sinais são mantidas aproximadamente constantes na entrada de todos os amplificadores.

Metade dos canais, os canais pares, são modulados por uma função degrau para simular a retirada de canais em $t = 100 \mu s$ e conseqüentemente o aparecimento dos transientes de potência. A Figura 4. 8 mostra a excursão das potências de saída para o canal em 1539,72 nm após cada EDFA.

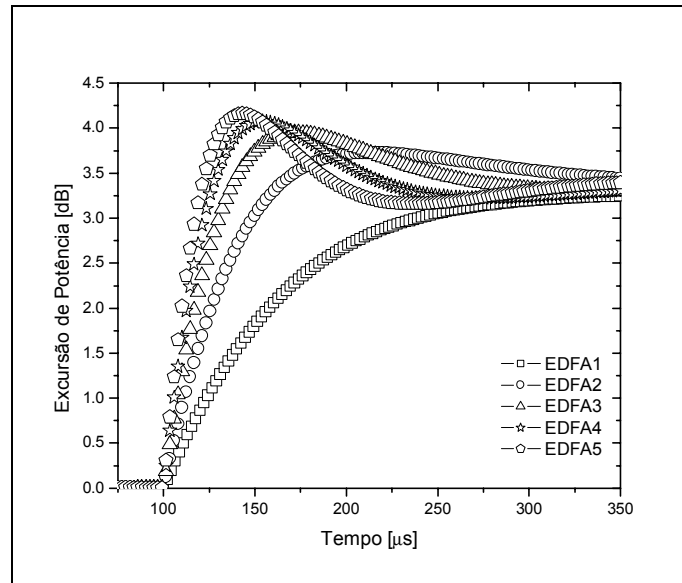


Figura 4. 8– Transiente de potência, causados pela retirada de canais do sistema, em uma cadeia de EDFAs sem controle de transientes.

Pode ser visto o aumento da velocidade do transiente (maior inclinação da curva de excursão) com o aumento do número de EDFAs. A máxima excursão de potência ocorre após o último amplificador e alcança aproximadamente 4,25 dB para este sinal “sobrevivente”.

Usando o monitoramento dos sinais “sobreviventes” para controlar a potência de bombeio dos amplificadores, o método de otimização foi utilizado para se encontrar os parâmetros do controlador de forma a minimizar a amplitude máxima do transiente e o tempo de recuperação do sinal de saída. Foi utilizado neste exemplo dois enfoques no processo de otimização. No primeiro, os coeficientes proporcional e diferencial do controlador foram otimizados para um único amplificador e os parâmetros encontrados no processo de otimização foram utilizados em todos os amplificadores do sistema.

Utilizando-se os valores limites (1, 20) para o coeficiente proporcional e (5e-5, 10e-4) para o coeficiente diferencial. Foram encontrados os coeficientes proporcional igual a 19,81, e diferencial igual a 2,67e-4 no processo de otimização. Com estes parâmetros usados para o controlador em cada amplificador, o sistema foi simulado novamente e os resultados podem ser vistos na Figura 4. 9. Os resultados encontrados com este esquema de controle mostram uma diminuição na amplitude máxima da excursão de potência para todos os amplificadores. Para o EDFA-1 este valor passou de 3,25 dB à menos de 0,25 dB no canal “sobrevivente” em 1539,72 nm, a mesma tendência aconteceu para os outros canais. O valor de pico desta excursão de potência é aumentado com um maior número de amplificadores e neste caso chega a atingir aproximadamente 0,58 dB, o que é bem menor que os 4,25 dB que se atinge no caso sem controle de transientes. Com relação ao tempo de recuperação, os transientes parecem durar menos que 80 us para todos os EDFAs. Este tempo de duração aumenta com o número de amplificadores no sistema e a resposta fica mais oscilatória.

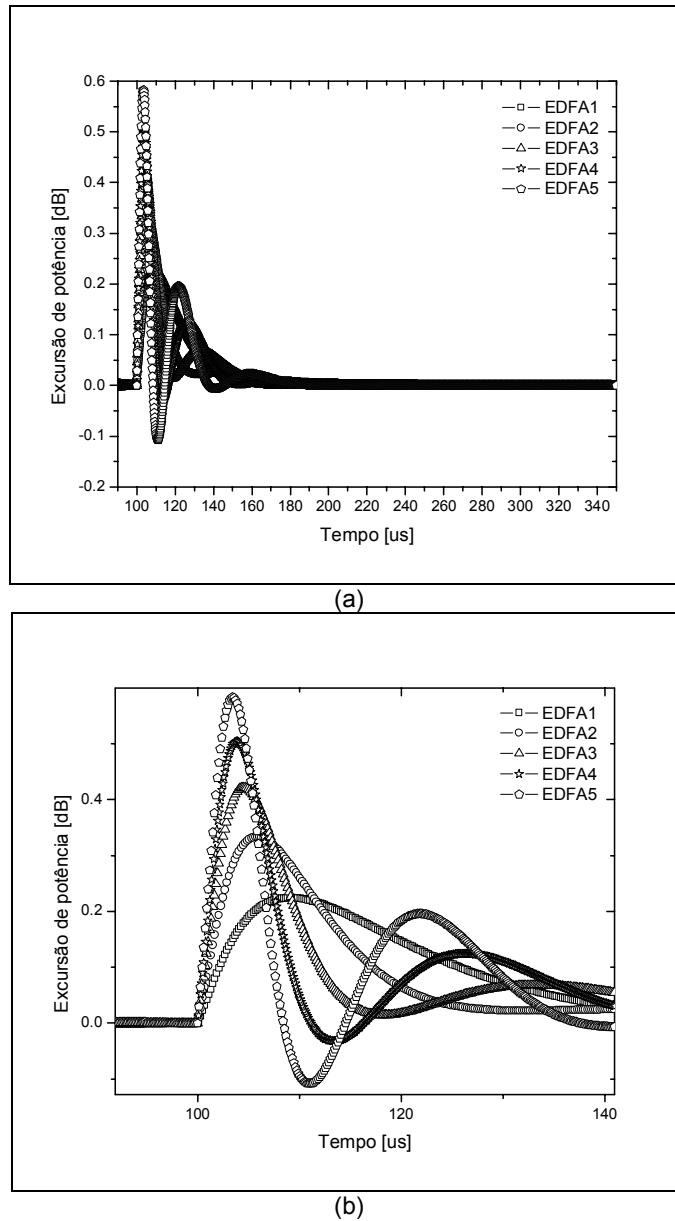


Figura 4. 9– (a) Transientes de potência em uma sequência de EDFAs controlados tendo os mesmos parâmetros de controle. (b) Região de 90 μs à 140 μs ampliada.

No segundo enfoque do processo de otimização, para se verificar a possibilidade de uma melhor resposta do esquema de controle usado em cada amplificador, o mesmo processo de otimização foi realizado em mais de um EDFA do sistema para encontrar os coeficientes ótimos de controle do amplificador na correspondente posição em que este se encontra no sistema (posição 1 a 5). O procedimento usado foi o de simular o primeiro EDFA e encontrar os parâmetros ótimos para o controlador deste amplificador, após esta primeira etapa, o sistema é simulado novamente com dois EDFAs (sendo que o primeiro apresenta o controle de transientes otimizado) e os parâmetros para o segundo controlador são encontrados. Este processo continua até que a otimização do controle para o EDFA-5 é realizado. Os coeficientes encontrados na otimização foram: $k_p = 19.81$ e $k_d = 2.67e-4$ para o EDFA-1, $k_p = 19,91$ e $k_d = 3,80e-4$ para o EDFA-2, $k_p = 17,63$ e $k_d = 2,17e-4$ para o EDFA-3, $k_p = 16.04$ e $k_d = 3,58e-4$ para o EDFA-4 e finalmente, $k_p = 18,81$ e $k_d = 4,67e-4$ para o EDFA-5.

Como pode ser visto na Figura 4. 10, os resultados encontrados na simulação foram um pouco melhores, 0,05 dB ou o equivalente a 8.6%, que os apresentados no caso anterior, Figura 4.9, com a máxima excursão de potência atingindo 0,53 dB e duração do transiente também menor que 80 us. Embora, a melhoria com relação a máxima excursão tenha sido pequena, como o aumento do número de amplificadores no enlace, esta diferença pode alcançar valores consideráveis.

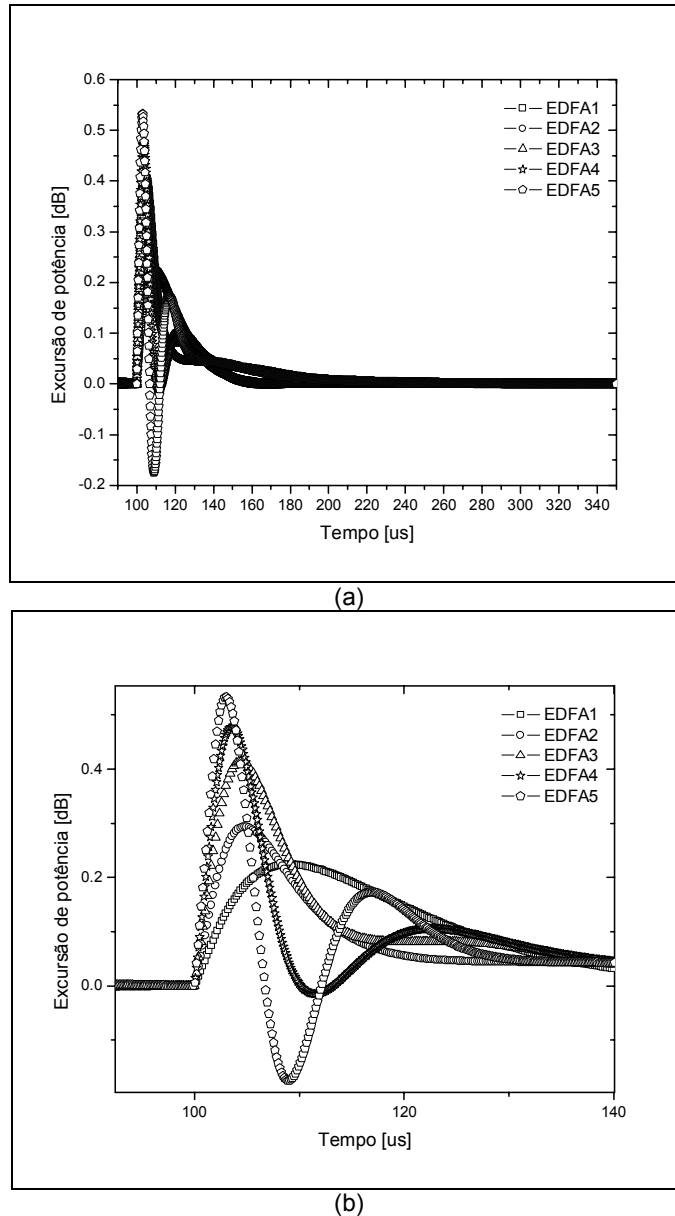
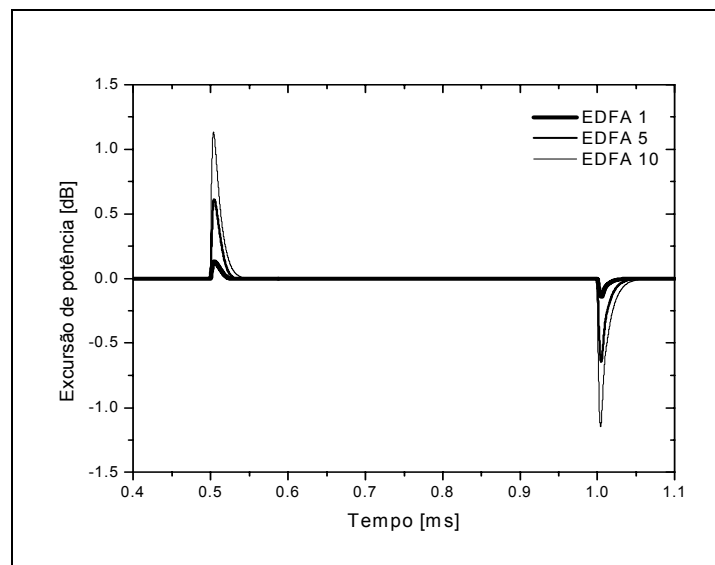


Figura 4. 10- (a) Transientes de potência em uma sequência de EDFAs controlados tendo os parâmetros de controle sido otimizados para cada amplificador. (b) Região de 90 us à 140 us ampliada.

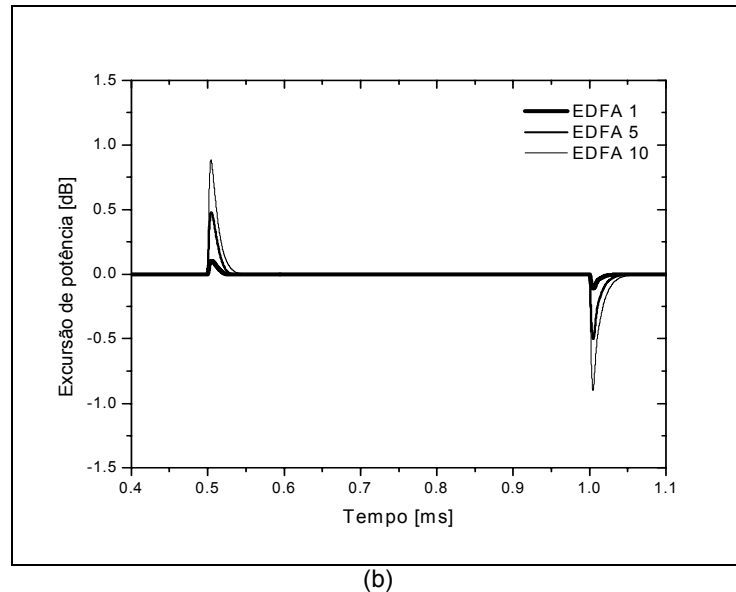
A partir destes resultados pode se concluir que a otimização dos parâmetros de controle diminui consideravelmente os valores de excursão e duração dos transientes de potência, minimizando assim o impacto no desempenho dos canais sob efeito destes transientes. Estes efeitos ainda podem ser relativamente melhorados se a otimização for realizada para cada controlador nos EDFAs do enlace ótico, permitindo assim um melhor performance do sistema.

Para finalizar, foi realizado mais um exemplo com EDFA apresentando o controle de transientes otimizado. Neste caso, foi selecionado o mesmo EDFA projetado anteriormente e cujos resultados foram apresentados na Figura 4. 4, com controle de bombeio e monitorando a relação entre a potência de bombeio de entrada e saída.

Apenas o primeiro EDFA da série de amplificadores foi utilizado no processo de otimização dos parâmetros do controlador e os valores encontrados foram utilizados para todos os EDFAs do enlace. Os valores encontrados para os coeficientes de ganho proporcional e diferencial foram 12,6 e $1,14 \times 10^{-4}$, respectivamente. Utilizando-se estes valores, o mesmo sistema WDM com 10 amplificadores em série foi simulado novamente, mas desta vez a retirada dos canais ocorreu em $t = 0,5$ ms e o retorno destes canais ao sistema aconteceu em $t = 1$ ms. Os resultados encontrados para dois dos canais “sobreviventes” são mostrados na Figura 4. 11. Para o sinal em 1551,6 nm a maior excursão de potência obtida foi menor que 1,25 dB, enquanto a máxima excursão do transiente original era de aproximadamente 3,75 dB. Menores excursões também foram encontrados para o sinal em 1563 nm, com uma excursão de potência máxima menor que 1 dB. A duração dos transientes em ambos os casos foi reduzida a menos de 50 μ s e as oscilações mostradas na Figura 4. 4 foram eliminadas com a otimização do controlador.



(a)



(b)
Figura 4. 11 - Transientes de potência em uma sequência de EDFAs com controle de bombeio otimizado e monitorando a relação entre a potência de bombeio de entrada e saída. (a) sinal “sobrevivente” em “1551,6 nm e (b) sinal “sobrevivente” em 1563 nm.

Nestes exemplos pôde se ver claramente que a otimização do controle de transientes consegue minimizar os transientes de potência, e tornar o sistema mais robusto à retirada/inserção de canais ou falhas que possam ocorrer nos enlaces e causem o aparecimento dos transientes.

4.4 Otimização do Controle de Transientes Usando-se mais de um Laser de Bombeio

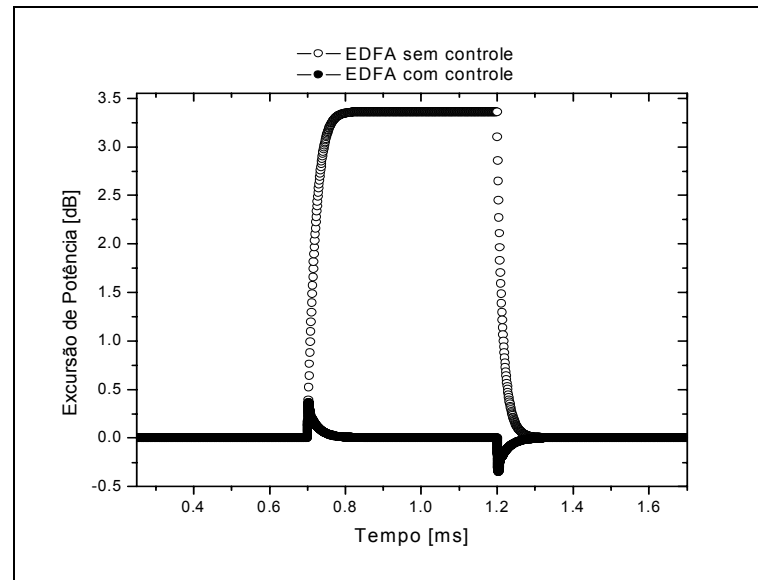
Como havia sido citado, o processo de otimização aqui desenvolvido permitiria a otimização de mais de um laser controlado no mesmo amplificador. Para este caso, cada indivíduo da população no procedimento de otimização desenvolvido é definido por $2N$ cromossomos. Onde N é o número de lasers controlados pelo mesmo sistema de monitoramento, e o fator de multiplicação 2 é devido aos coeficientes de ganho proporcional e diferencial. Com essa nova definição para cada indivíduo, o procedimento de otimização continua a se realizar praticamente da mesma forma.

Para ilustrar este caso, foi projetado um EDFA com bombeio bidirecional. Foram utilizados dois lasers de bombeio com comprimento de onda de 980 nm e potência de 100 mW para cada um. Aqui foi assumido que não há nenhum processo que ocasione a instabilidade nesta configuração devido a interação dos dois lasers de bombeio [10]. O EDFA foi projetado para amplificar 16 canais uniformemente alocados na banda que vai de 1540 nm a 1564 nm, com cada canal tendo uma potência de entrada igual a -18 dBm. Metade dos canais foram modulados por uma função quadrada para simular a retirada e inserção de canais em $t = 0,9$ ms e $t = 1,2$ ms, respectivamente.

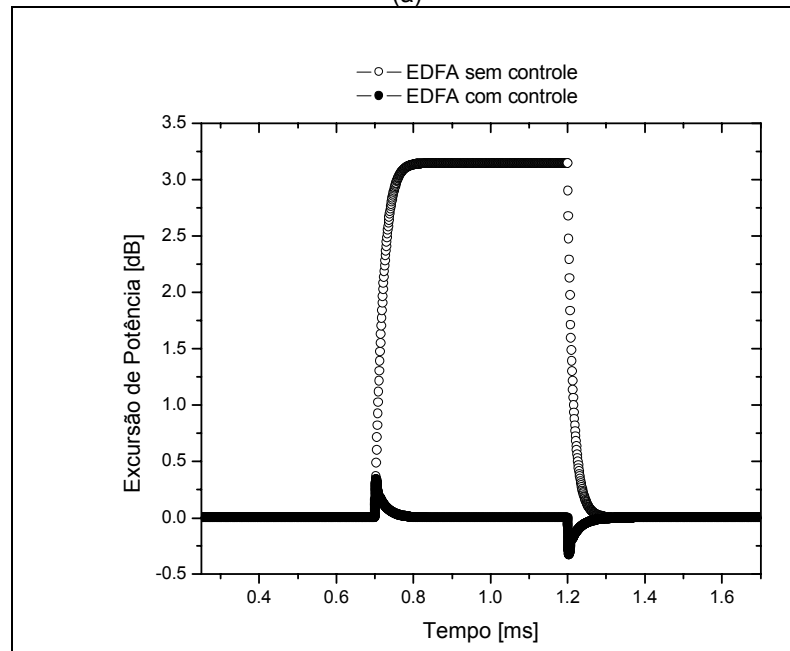
Com esta configuração e monitoramento da potência de saída dos sinais, foi realizado o processo de otimização para os controladores de cada laser. Foram encontrados os seguintes parâmetros na otimização: para o laser de bombeio co-propagante os coeficientes proporcional e

diferencial foram 18,3 e $2,78 \times 10^{-4}$, respectivamente; para o laser de bombeio contra-propagante os coeficientes proporcional e diferencial foram 21,6 e 4×10^{-4} , respectivamente.

A Figura 4. 12 mostra a resposta do sistema simulado em dois dos canais “sobreviventes” para o EDFA sem o controle de transientes e para o EDFA com controle otimizado. Em ambos canais, a amplitude do transiente que alcançava mais de 3 dB (EDFA sem controle) diminuiu para menos de 0,35 dB com o controle otimizado.



(a)



(b)

Figura 4. 12 - Transientes de potência em um EDFA com bombeio bidirecional sem controle de transientes e com controle de transientes otimizado. (a) sinal “sobrevivente” em 1541,6 nm e (b) sinal “sobrevivente” em 1556 nm.

O processo de otimização levou menos de 7 gerações para convergir em uma população inicial de 30 indivíduos. Com este controle otimizado, a amplitude dos transientes foram mantidas menores que 0,4 dB para todos os canais.

4.5 Sumário

Neste capítulo foram apresentados alguns métodos de controle de transientes utilizados com os EDFAs para minimizar o impacto dos transientes gerados pela inserção e retirada dos canais em um sistema ótico. O controle de transientes baseado no controle da potência de bombeio foi utilizado com diferentes métodos de monitoramento e demonstrou-se sua aplicação em alguns sistemas com vários EDFAs em série.

Também foi apresentado um novo método de otimização dos parâmetros do controlador baseado na aplicação de algoritmos genéticos. Com os parâmetros do controlador otimizados, novas simulações foram feitas e foi demonstrado as possíveis melhorias na resposta do EDFA com controle otimizado. Este método de otimização apresenta vantagens sobre o procedimento apresentado em [5], já que não necessita de um maior conhecimento das características do sistema e pode ser empregado facilmente com múltiplos lasers de bombeio. Finalizando o capítulo, foi apresentado uma extensão deste processo de otimização, que pode ser utilizado em EDFAs com multi-bombeio e foi demonstrado o exemplo com um EDFA com bombeio bidirecional.

Em adição ao que foi apresentado aqui, um ambiente para a simulação do controle de transientes em EDFAs [11] foi desenvolvido no software comercial OptiSystem e utilizou uma grande parte do conhecimento desenvolvido aqui para simular controladores totalmente óticos e eletro-óticos, veja apêndice C.

Referências

- [1] C. R. Giles, E. Desurvire. "Transient gain and crosstalk in erbium-doped fibre amplifiers ". Optics Letters, Vol. 14, pp. 880-882, August 1989.
- [2] A. K. Srivastava, Y. Sun, J. L, Zynskind. "EDFA transient response to channel loss in WDM transmission system", IEEE Photonics Technologic Letters, Volume 9, No. 3, March 1997, pp. 386-388.
- [3] M. Karasek, J. C. Van Der Plaats. "Protection of surviving channels in a cascade of pump-loss controlled gain-locked EDFAs". International Journal of Optoelectronics, Vol. 12, No. 3, 105-112, 1998.
- [4] M. Freitas, S. N. Givigi, Jr., J. Klein, A. R. Almeida, L. C. Calmon. "Transient control for cascaded EDFAs by using a multi-objective optimization approach". Proceedings of SPIE Vol. #5579, Photonics North, Sep. 2004.
- [5] M. Karásek and M. Menif, "Protection of surviving channels in pump-controlled gain-locked Raman fibre amplifier", Optics Communications, vol. 210, pp. 57-65, 2002.
- [6] J. G. Ziegler and N. B. Nichols, Trans. ASME, G, J. Dyn. Sys. Meas. Control 4 (1942) 759.
- [7] D. H. Kim, "Tuning of PID controller of dead time process using immune based on multiobjective", Proceedings of the 7th IASTED International Conference ARTIFICIAL INTELLIGENCE AND SOFT COMPUTING, pp. 368-373, 2003.
- [8] Colin R. Reeves, "Modern Heuristic Techniques for Combinatorial Problems". Blackwell Scientific Publications, 1993.
- [9] C. Dimopoulos. "Study of dynamic phenomena in WDM optical fibre links and network based EDFAs". PhD Thesis, University of Essex, April 2001.
- [10] M. J. Digonnet. "Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers", 2nd edition, 1993.
- [11] M. Freitas, J. Klein, S. N. Givigi, Jr., and L. C. Calmon. "New tool for simulation of optical fiber amplifier control schemes in dynamic WDM systems". Proceedings of SPIE Vol. #5722, Photonics West, Jan. 2005.

Capítulo 5

Comportamento Dinâmico e o Controle de Transientes em Amplificadores a Fibra Raman

5.1 Introdução

Os amplificadores Raman apresentam algumas características que os diferenciam dos amplificadores a fibra dopada com terras raras. Uma destas características é a possibilidade de se projetar o perfil de ganho do amplificador através da combinação de vários lasers de bombeio. Na seção 5.4.2 esta característica é demonstrada e apresenta-se uma contribuição deste trabalho para o projeto de sistemas de multi-bombeio utilizando um método de otimização baseado no uso de algoritmos genéticos para obtenção do perfil de ganho desejado.

Uma outra característica dos amplificadores Raman que os diferenciam dos EDFAs é a ordem de comprimento das fibras óticas usadas como meio de amplificação. Estes amplificadores apresentam fibras óticas com comprimento da ordem de quilômetros, o que ocasiona o aparecimento de efeitos que são geralmente desprezíveis em EDFAs. Na seção 5.2 são apresentados alguns resultados obtidos com o modelo numérico desenvolvido aqui para amplificadores Raman em que efeitos não-lineares, tais como auto-modulação de fase, modulação cruzada de fase e mistura de quatro ondas são levados em consideração.

Para analisar os transientes de potência observados experimentalmente nos amplificadores Raman [2][3], um modelo numérico foi desenvolvido para representar a resposta dinâmica destes amplificadores [5] quando estes estão sob a ação da inserção ou retirada de canais do sistema. Na seção 5.3 os transientes de potência em RFAs gerados pela variação do número de canais no sistema são demonstrados para diferentes tipos de fibras óticas e configurações de bombeio.

Finalmente, para evitar estes transientes de potência ou pelo menos diminuir o impacto destes no desempenho do sistema ótico é apresentada na seção 5.4 o controle de transientes em amplificadores Raman. Também é apresentado o método desenvolvido para se otimizar os parâmetros dos controladores em RFAs com um laser de bombeio ou multi-bombeio.

5.2 Efeitos de Propagação entre os Sinais em um RFA

O modelo numérico de estado estacionário apresentado até agora considerou apenas o efeito de espalhamento de Raman, atenuação da fibra e espalhamento de Rayleigh, o que é suficiente para se projetar o ganho e a figura de ruído do amplificador Raman. Entretanto, diferente dos amplificadores a fibra dopada com érbio, os amplificadores Raman utilizam fibras óticas de comprimento na ordem de quilômetros, o que leva ao aparecimento (ou aumento da influência) de outros efeitos importantes à

propagação dos sinais óticos pela fibra e torna-se importante considera-los no projeto do amplificador. Dentre estes efeitos podemos destacar o efeito linear de dispersão, e os efeitos não-lineares de auto-modulação de fase, modulação cruzada de fase e mistura de quatro ondas.

Para a inclusão destes efeitos em uma solução numérica foi necessário dividir a solução geral em duas partes. (1) A distribuição de potência ao longo da fibra para todos os canais (*forward* e *backward*) é encontrada através da solução de um conjunto de equações acopladas similar a eq. (2.51). Com esta informação a segunda parte da solução numérica é iniciada. (2) Nesta etapa os sinais óticos são propagados usando-se a equação não-linear de Schrödinger [1], que inclui os efeitos lineares e não-lineares da fibra (incluindo o espalhamento Raman). Sendo que, o conjunto de sinais propagando-se na mesma direção, são propagados de forma a não considerar a interferência na fase devida aos sinais se propagando em sentido contrário, o que é válido já que a interferência causada por efeitos tais como modulação cruzada de fase e mistura de quatro ondas tem seu impacto bastante reduzido devido ao descasamento de fase entre os sinais se propagando em sentido contrário. Desta forma, quando os sinais são propagados em um sentido usa-se apenas a intensidades dos sinais contrários distribuídos ao longo da fibra para se calcular as perdas e ganhos dos sinais devido ao espalhamento Raman.

A solução numérica da equação não-linear de propagação é realizada através do método de Fourier *split-step*, mais especificadamente será usado o método simetrizado que é descrito em [1]. Cabe aqui a diferenciação de dois modelos que utilizam a equação não-linear de propagação: em um dos modelos os sinais são propagados de forma separada, ou seja, cada sinal apresenta sua própria equação de propagação e estas formam um conjunto de equações acopladas que são resolvidas numericamente. No outro modelo, também chamado de *total field*, os sinais são multiplexados e os vários canais se transformam em um único sinal ótico, desta forma usa-se uma única equação para descrever a propagação deste sinal (contendo todos os canais). Cada modelo apresenta suas vantagens e desvantagens, a principal vantagem do modelo *total field* é sua capacidade de simular o efeito não-linear de mistura de quatro ondas entre os canais, enquanto o primeiro modelo é capaz apenas de simular este efeito na própria banda de cada canal. A principal desvantagem do modelo *total field* aparece quando há uma grande banda espectral de canais ou os canais estão muito separados um do outro, isto ocasiona a necessidade de uma grande amostragem do sinal final para representar esta banda e toda simulação pode se tornar inviável com relação ao seu tempo de simulação.

Devido a sua complexidade com as duas etapas, principalmente devido a inclusão do efeito de espalhamento Raman e Rayleigh juntos, a implementação deste modelo foi feita diretamente na linguagem de programação C++ e incluída no software comercial OptiSystem. Por isso, os próximos exemplos foram simulados neste software.

Como primeiro exemplo, foi feita uma análise em um sistema de canal único para verificar o impacto da auto-modulação de fase no desempenho do sistema devido ao amplificador Raman. O sistema consiste de um canal de 10 Gbps em 1550 nm e potência média de entrada igual a -17,7 dBm, propagando-se por um enlace com 80 km de uma fibra padrão (SMF-28) com dispersão

totalmente compensada por uma fibra de DCF de 16 km. Neste caso, a fibra DCF foi utilizada como o meio para se obter o ganho Raman através da utilização de um laser de bombeio em 1450 nm e com potência variável para obtenção de diferentes níveis de ganho na fibra. Para finalizar o fotodetector apresenta uma sensibilidade de -20 dBm (@BER 10^{-9}). A Figura 5. 1 apresenta os resultados das simulações obtidas quando os efeitos de propagação são considerados ou não no amplificador Raman (a potência do sinal na entrada do fotodetector foi mantida em -17,6 dBm). Como pode ser visto, o desempenho do sistema piora com a inclusão do efeito de auto-modulação no amplificador, o que está possivelmente relacionado ao *chirp* introduzido pelo RFA que interage de forma a aumentar a penalidade do sistema.

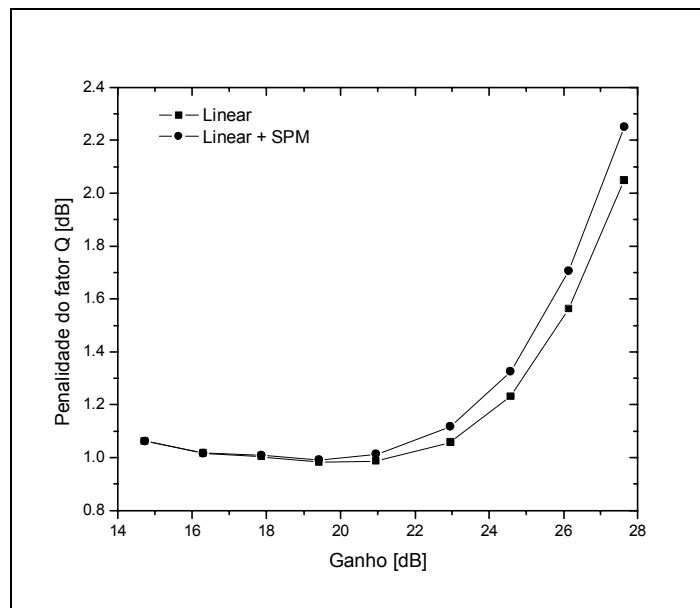


Figura 5. 1 – Penalidade em função do ganho do amplificador Raman considerando (linear + SPM) ou não (linear) o efeito não-linear de auto-modulação de fase.

Este mesmo enlace foi utilizado para se analisar o efeito de modulação cruzada de fase (XPM) e mistura de quatro ondas (FWM) em um sistema WDM. Entretanto, como as fibras utilizadas no sistema apresentam valores altos de dispersão, o efeito de mistura de quatro ondas é praticamente desprezível devido ao descasamento de fase entre os sinais. Dois novos canais foram introduzidos ao sistema, 1550,4 nm e 1549,6 nm, e a potência média na entrada de cada sinal é de -17,7 dBm. Os canais são multiplexados e lançados na fibra, após a propagação pela fibra os sinais são demultiplexados e é calculado a penalidade no canal central (1550 nm). A Figura 5. 2 mostra as curvas obtidas com e sem a inclusão destes efeitos não-lineares (a potência do sinal na entrada do fotodetector foi mantida em -19,5 dBm). A medida que o ganho do RFA aumenta os efeitos não-lineares tornam-se mais fortes, principalmente a atuação do XPM, e o desempenho do sistema começa a ser fortemente degradado. O que pode gerar grandes diferenças no desempenho do sistema se tais efeitos não forem considerados nas simulações.

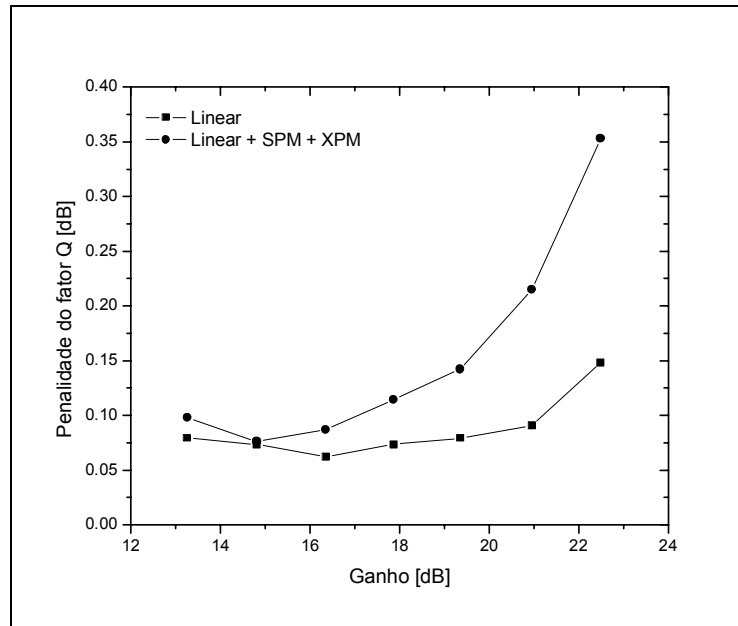


Figura 5. 2 - Penalidade em função do ganho do amplificador Raman considerando ou não os efeitos não-lineares de auto-modulação e modulação cruzada de fase.

Para finalizar, o efeito de mistura de quatro-ondas é demonstrado através de um amplificador Raman distribuído usando-se 80 km de uma fibra DSF (dispersion-shifted fiber). O sistema WDM é composto de 3 canais (1549,2 nm, 1550 nm e 1550,8 nm) cada um com -12 dBm de potência de entrada. A Figura 5. 3 mostra o espectro dos sinais na saída da fibra quando os efeitos de propagação são (a) considerados e quando os efeitos de propagação (b) não são considerados no RFA. A principal diferença é a visualização dos produtos gerados pelo efeito de FWM quando os efeitos de propagação são considerados. Estes novos produtos podem interferir com os canais originais aumentando assim a degradação do desempenho do sistema, o que não se verificaria se as simulações não levassem em consideração estes efeitos não-lineares.

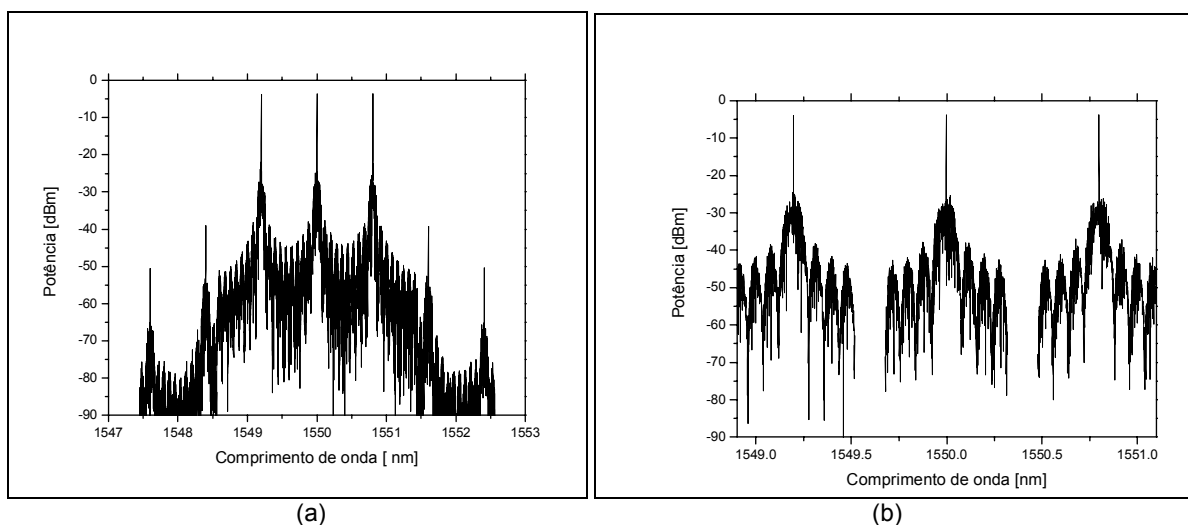


Figura 5. 3 – Espectro dos sinais de saída em um RFA (a) quando os efeitos não-lineares são considerados e (b) quando os efeitos não-lineares não são considerados.

Esta foi uma demonstração qualitativa para se visualizar o impacto destes efeitos não-lineares no desempenho do sistema, estudos continuam sendo feitos e a inclusão do efeito de espalhamento

de Brillouin está sendo desenvolvido de forma a poder se analisar o impacto deste efeito nos amplificadores Raman.

5.3 O Modelo Dinâmico para RFA

O modelo usado para descrever o comportamento dinâmico do RFA é baseado na solução numérica das equações apresentadas em [4]. Os efeitos levados em consideração neste modelo são os mesmos considerados na Eq. (2.51) com adição do espalhamento duplo de Rayleigh. A equação de propagação descrevendo a evolução das potências *forward* e *backward* é descrita abaixo [4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P^{\pm}(z, t, v)}{\partial z} \mp \frac{1}{V_g(v)} \frac{\partial P^{\pm}(z, t, v)}{\partial t} = & \mp \alpha(v) \cdot P^{\pm}(z, t, v) \pm \gamma(v) \cdot P^{\mp}(z, t, v) \pm P^{\pm}(z, t, v) \cdot \sum_{v < \zeta} \frac{g_r(v - \zeta)}{K_{eff} \cdot A_{eff}} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] \\ & \pm h \cdot \Delta v \cdot \sum_{v < \zeta} \frac{g_r(v - \zeta)}{A_{eff}} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] \cdot \left[1 + \left(\exp \left[\frac{h \cdot (\zeta - v)}{kT} \right] - 1 \right)^{-1} \right] \\ & \mp P^{\pm}(z, t, v) \cdot \sum_{v > \zeta} \frac{g_r(v - \zeta)}{K_{eff} \cdot A_{eff}} \cdot \frac{v}{\zeta} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] \\ & \mp 2 \cdot h \cdot v \cdot \Delta v \cdot P^{\pm}(z, t, v) \cdot \sum_{v > \zeta} \frac{g_r(v - \zeta)}{A_{eff}} \cdot \left[1 + \left(\exp \left[\frac{h \cdot (v - \zeta)}{kT} \right] - 1 \right)^{-1} \right] \end{aligned} \quad (5. 1)$$

Onde o único parâmetro adicional nesta equação que não está presente na Eq. (2.51) é a velocidade de grupo, $V_g(v)$, cujo inverso multiplica a derivada no tempo da potência.

Para solucionar a Eq. (5. 1), primeiro é encontrada a solução de estado estacionário através da aplicação do mesmo processo iterativo utilizado na solução das equações acopladas mostrado no capítulo 2. Este resultado compreende a distribuição longitudinal de todas as potências (bombeios, sinais transmitidos, sinais refletidos e ASE) ao longo da fibra. Então, esta solução é diretamente integrada [6] e a evolução no tempo do bombeio, sinais e ASE são obtidas. Para se evitar problemas de estabilidade da solução no domínio do tempo, o tamanho dos passos no tempo (Δt) e espaço (Δz) são internamente redefinidos de forma que a relação entre eles seja mantida consistente com o valor da velocidade de grupo dos sinais na fibra, $\Delta t \cong \Delta z / V_g$.

5.3.1 – Transientes de Potência no RFA

Para se verificar o efeito de inserção e retirada de canais em um sistema WDM com amplificação Raman, os transientes de potência são analisados para amplificadores nas três possíveis configurações de bombeio: bombeio co-propagante, bombeio contra-propagante e bombeio bidirecional. A retirada e inserção de canais é feito em um sistema WDM com 16 canais e as fibras óticas DSF e DCF são as fibras usadas como o meio de ganho Raman. Um esquema geral do sistema simulado é mostrado na Figura 5.4.

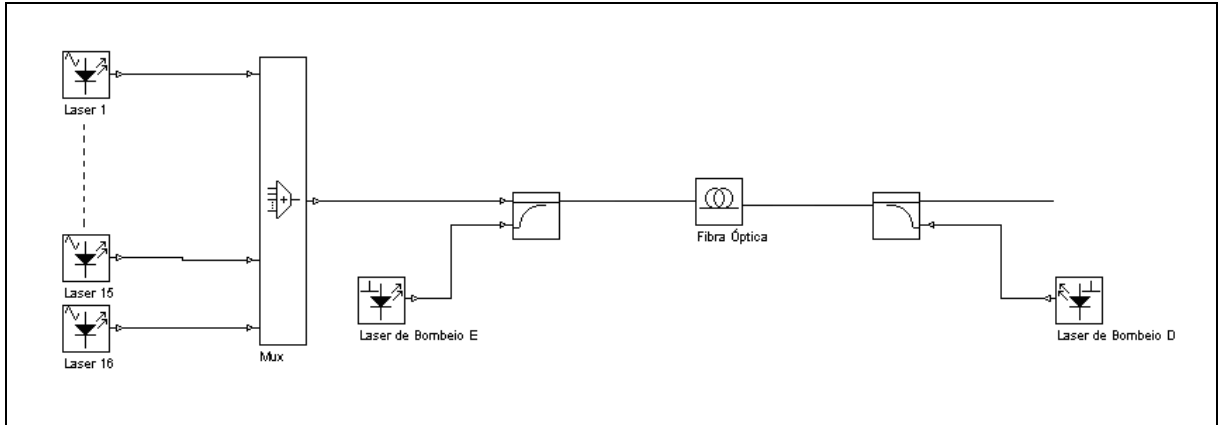


Figura 5. 4 – Configuração do sistema WDM com 16 canais e amplificação Raman.

As características de atenuação e de atraso de grupo das fibras usadas nas simulações são mostradas na Figura 5. 5. Os comprimentos das fibras usadas para a amplificação são 10 km para a fibra DCF e 50 km para fibra DSF. O comprimento de onda de bombeio foi mantido em 1450 nm para todas as configurações e a potência de bombeio total foi de 800 mW para a fibra DSF e 200 mW para a fibra DCF. No caso do bombeio bidirecional metade desta potência foi usada para cada laser de bombeio.

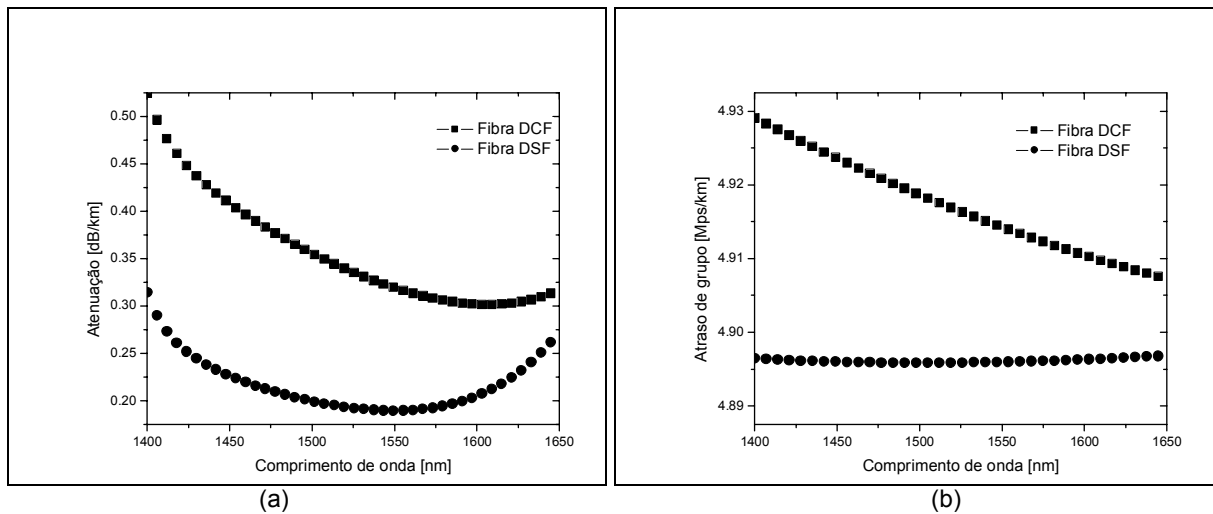


Figura 5. 5 – (a) Atenuação e (b) atraso de grupo característico das fibras usadas na simulação.

O sistema WDM apresenta 16 canais ocupando uma banda total de 12 nm entre 1544 e 1556 nm para um espaçamento uniforme de 0,8 nm, veja a Figura 5. 7.b. Cada canal é lançado na fibra com potência de entrada de -3 dBm, o que leva ao amplificador operar em regime de saturação. As características de saturação de cada RFA foram analisadas usando-se o modelo numérico de estado estacionário para calcular o ganho dos sinais óticos para a variação da potência de entrada de cada canal de -30 dBm à -1 dBm.

Os resultados do ganho para o canal em 1550,4 nm encontrados para as diferentes configurações de bombeio, nos amplificadores com fibra DSF e DCF, são mostrados na Figura 5. 6. Como já era previsto, o ganho obtido nas diferentes configurações, quando o amplificador não alcançou a saturação, apresenta o mesmo valor independente da configuração de bombeio. No caso

da fibra DCF, as diferentes configurações de bombeio não causam diferenças consideráveis no ganho do RFA, mesmo para o amplificador em regime de saturação. Entretanto, para o amplificador usando a fibra DSF as diferenças são bem consideráveis quando o amplificador atinge a saturação. Neste caso, o ganho dos sinais apresentam um maior nível de saturação para o bombeio co-propagante, enquanto o ganho obtido para o bombeio bidirecional apresenta um nível de saturação intermediário entre o bombeio co-propagante e contra-propagante.

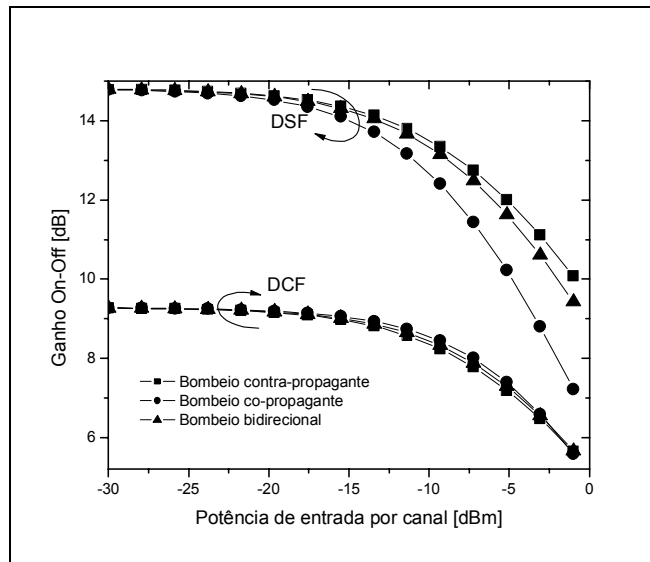


Figura 5. 6 – Ganho do canal em 1550,4 nm em função da potência de entrada do sinal.

Para a simulação da retirada e inserção de canais no sistema, alguns canais foram modulados por uma onda quadrada, veja Figura 5. 7.a. Três diferentes casos foram considerados aqui: (1) 2 canais (1544nm e 1556 nm) são retirados em $t = 1,5$ ms e inseridos novamente em $t = 2,5$ ms; (2) 4 canais (1544 nm, 1544,8 nm, 1555,2 nm e 1556 nm) são retirados em $t = 1,5$ ms e inseridos novamente em $t = 2,5$ ms e finalmente (3) 8 canais (1544 nm, 1544,8 nm, 1545,6 nm, 1546,4 nm, 1553,6, 1554,4, 1555,2 nm e 1556 nm) são retirados em $t = 1,5$ ms e inseridos novamente em $t = 2,5$ ms.

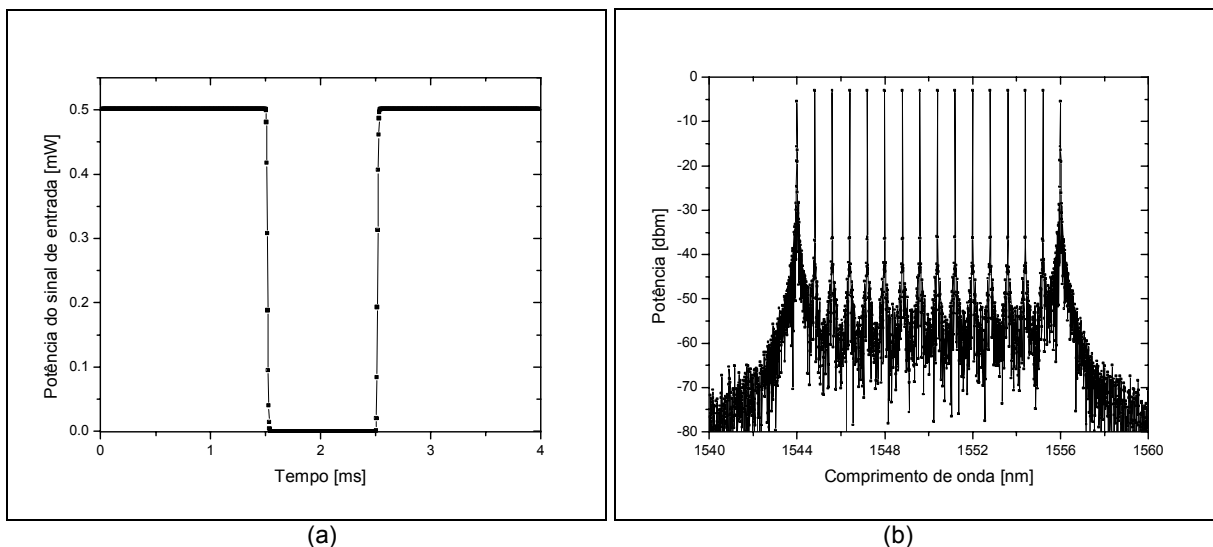


Figura 5. 7 - (a) Sinal óptico em 1544 nm para representar a retirada/inserção de canais. (b) Espectro dos sinais depois de multiplexados.

Antes de se analisar os transientes de potência nos amplificadores Raman, a distribuição das potências de saída deste sistema WDM é calculada para o estado que antecede ao transiente de potência. A Figura 5. 8 mostra a potência dos canais na saída do amplificador, a partir destes valores a excursão de potência é calculada e a evolução dos sinais é obtida depois da retirada dos canais.

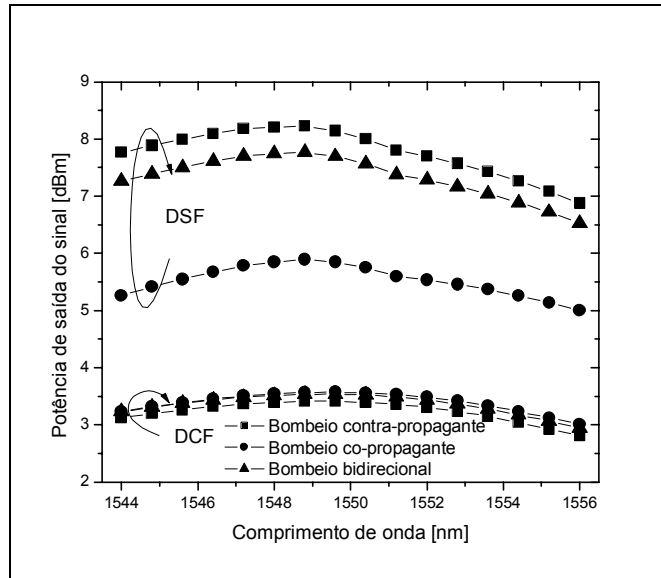


Figura 5. 8 - Potência dos 16 canais na saída do RFA antes do chaveamento dos canais.

A. Resultados do DCF-RFA

A Figura 5. 9 mostra a excursão de potência do canal “sobrevivente” em 1550,4 nm para o amplificador com bombeio contra-propagante quando 2, 4 e 8 canais são retirados e inseridos ao sistema.

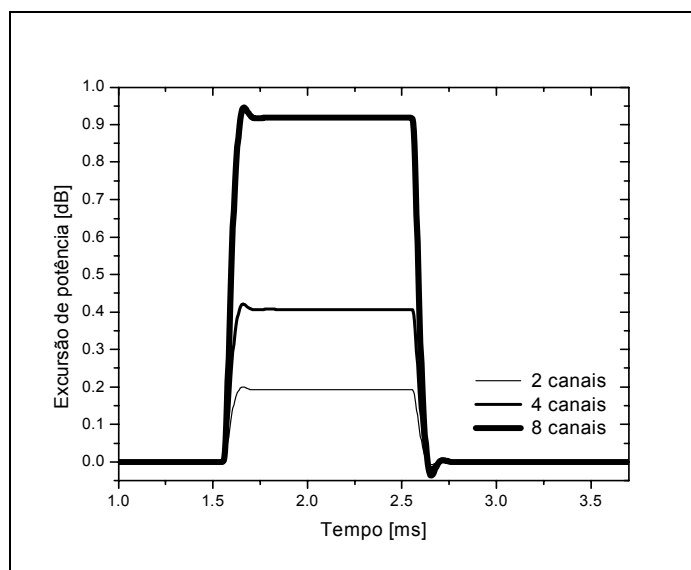


Figura 5. 9 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DCF com bombeio contra-propagante.

A partir de 1,5 ms, quando os canais são retirados, o sinal de saída sofre um rápido aumento de potência devido à mudança do nível de saturação do amplificador, causando um pequeno *overshoot*

do sinal de saída. Rapidamente o sinal de saída alcança seu novo valor de estado estacionário que neste caso é aproximadamente 0,9 dB mais alto que o valor inicial. Quando os canais são inseridos de volta ao sistema em 2,5 ms, o sinal de saída diminui rapidamente provocando um *undershoot* do sinal e então atinge o estado estacionário novamente. Os transientes na parte inicial do sinal são causados pelo ganho menos saturado ao qual os canais “sobreviventes” são submetidos quando os canais são retirados. Uma maior potência na parte inicial do sinal leva a uma maior depleção do sinal de bombeio, e a parte restante do sinal não é submetido ao mesmo ganho devido a esta menor potência de bombeio. No caso da parte final do sinal, logo após a inserção dos canais, o bombeio sofre uma maior depleção devido ao aumento da potência ótica no sistema. Com isto, os sinais obtêm um ganho menor do que para o estado estacionário e causam o *undershoot* do sinal.

De forma diferente do RFA com bombeio contra-propagante, a configuração com bombeio co-propagante não apresenta *overshoots* ou *undershoots* (ou pelo menos são desprezíveis neste caso), como pode ser visto na Figura 5. 10. Mesmo quando o número de canais retirados ou inseridos ao sistema é aumentado, a presença de tais eventos não são claramente notadas. A excursão de potência nos canais chega a atingir mais de 1 dB quando 8 canais são retirados do sistema, o que é ligeiramente maior do que o valor encontrado para o bombeio contra-propagante.

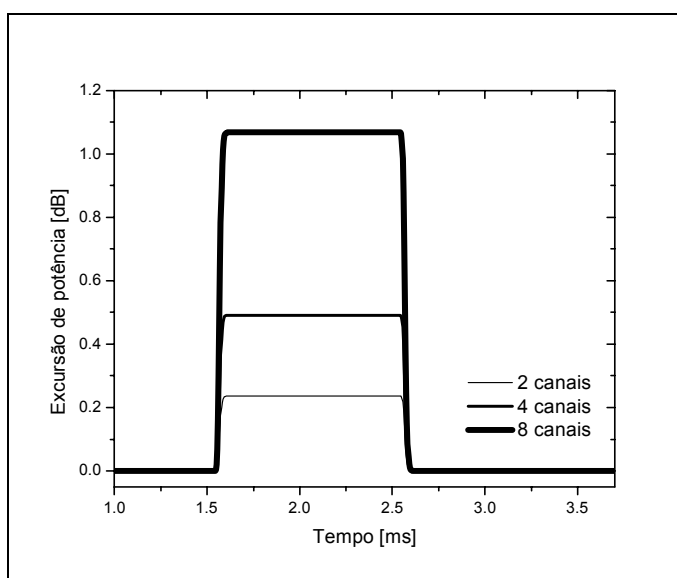


Figura 5. 10 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DCF com bombeio co-propagante.

Neste caso os transientes acontecem de forma mais rápida devido ao fato do bombeio e os sinais estarem se propagando no mesmo sentido com velocidades de grupo bem parecidas. Desta forma, além de não apresentar os *overshoots*, estes transientes tornam-se mais rápidos.

Finalmente, para o esquema de bombeio bidirecional o RFA apresenta uma resposta intermediária entre o bombeio contra-propagante e co-propagante, veja Figura 5. 11. O *overshoot* e *undershoot* são menores que no bombeio contra-propagante, mas não são desprezíveis como no bombeio co-propagante. Da mesma forma funciona a velocidade dos transientes encontrados, os transientes são mais rápidos do que no bombeio contra-propagante, mas ainda apresentam uma velocidade menor que no caso do bombeio co-propagante. A máxima excursão de potência encontrada situa-se em um valor intermediário entre 0,9 dB e 1 dB.

O RFA com bombeio bidirecional apresenta esta resposta intermediária devido a este apresentar ao mesmo tempo bombeios que se propagam no mesmo sentido e em sentido contrário aos sinais. Portanto, as características destas duas outras formas de bombeio são encontradas.

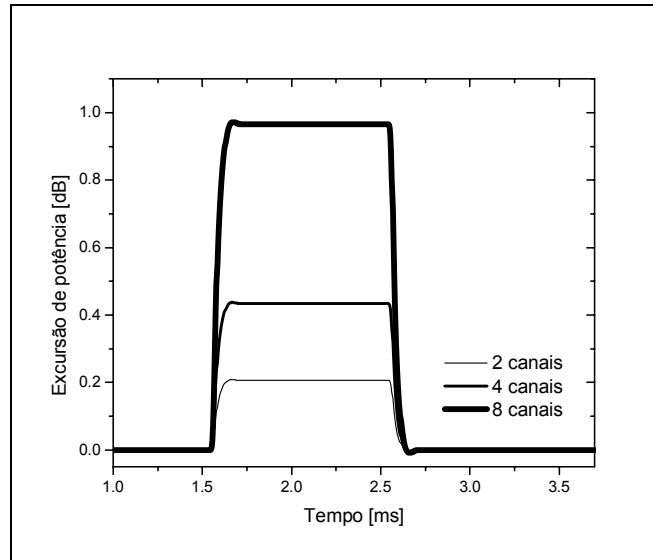


Figura 5. 11 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DCF com bombeio bidirecional.

B. Resultados do DSF-RFA

A Figura 5. 12 mostra a evolução da excursão de potência do canal sobrevivente em 1550,4 nm para o RFA usando uma fibra DSF e bombeio contra-propagante. Pode ser notado que há um atraso devido à propagação do sinal pela fibra. Neste caso, o transiente de potência está começando aproximadamente em 1,75 ms, o que representa um atraso em relação ao RFA com fibra DCF e isto se deve ao fato do RFA apresentar um comprimento maior de fibra DSF.

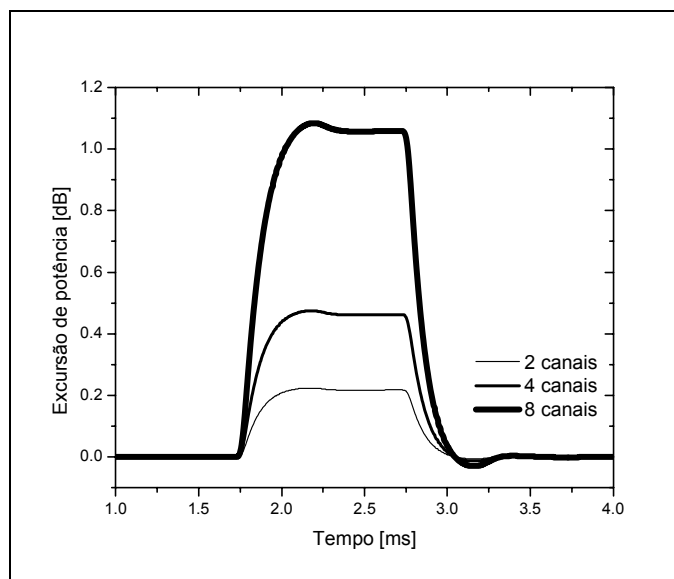


Figura 5. 12 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DSF com bombeio contra-propagante.

As curvas apresentam o *overshoot* e *undershoot* como no caso da fibra DCF, entretanto os transientes aparentam ser mais lentos para a fibra DSF, o que também se deve ao fato deste

amplificador apresentar um comprimento de fibra maior [4]. A máxima excursão de potência encontrada é aproximadamente 1,1 dB.

A resposta para o amplificador com bombeio co-propagante pode ser vista na Figura 5. 13. Os transientes apresentam um comportamento similar ao encontrado para o amplificador com fibra DCF e mesmo tipo de bombeio. Os transientes são muito rápidos e o sinal atinge o novo estado estacionário rapidamente. A excursão máxima de potência deste RFA chega a atingir 1,8 dB quando 8 canais são retirados, e é maior que a excursão encontrada para o bombeio contra-propagante. Isto pode ser explicado pelas curvas de saturação deste amplificador, Figura 5. 6. O amplificador com bombeio co-propagante apresenta um nível maior de saturação, o que provoca uma excursão de potência maior (devido ao seu maior ganho) quando os canais são retirados do sistema.

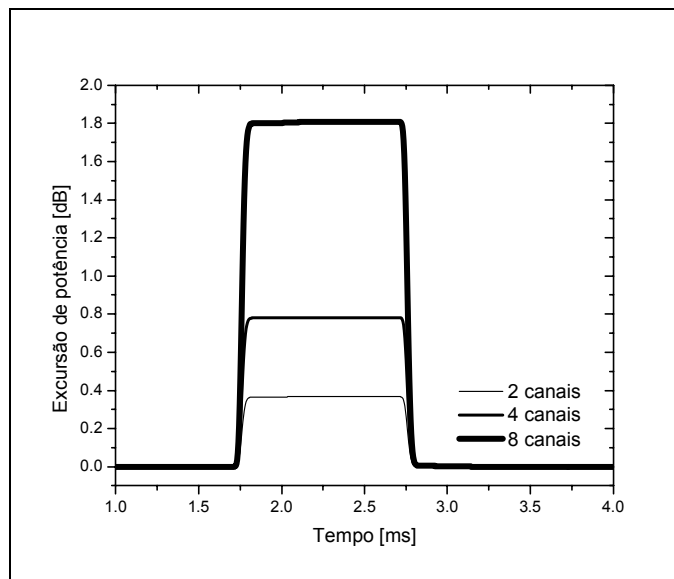


Figura 5. 13 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DSF com bombeio co-propagante.

Para o caso do RFA com bombeio bidirecional, os resultados são também semelhantes ao caso da fibra DCF com bombeio bidirecional e apresentam uma resposta intermediária entre o bombeio contra-propagante e co-propagante tanto para a velocidade do transiente quanto para a máxima excursão de potência, veja a Figura 5. 14. A máxima excursão de potência é aproximadamente 1,3 dB.

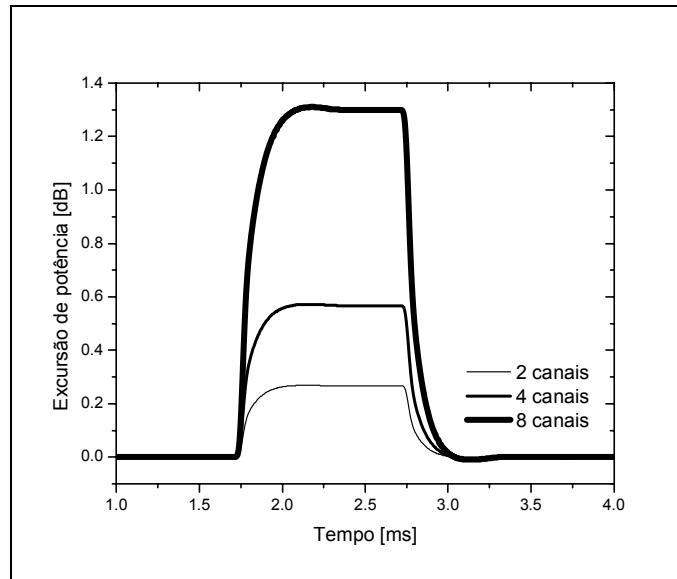


Figura 5. 14 - Sinal “sobrevivente” em 1550.4 nm na saída do RFA-DSF com bombeio bidirecional.

Como pôde ser visto, os sistemas contendo amplificadores Raman, sob um evento que causa variação do número de canais, também são passíveis do aparecimento dos transientes de potência. As diferentes configurações de bombeio, co-propagante e contra-propagante, apresentam características distintas com relação à velocidades dos transientes e o bombeio bidirecional apresenta características intermediárias. Na próxima seção são mostrados mais resultados com relação a influência do comprimento da fibra usada como meio de amplificação.

5.3.2 Transientes de potência no RFA em função do comprimento da Fibra

Para analisar os transientes de potência nos RFAs para fibras óticas com diferentes comprimentos, o mesmo sistema usado na seção 5.3.1 foi utilizado, mas agora as duas fibras usadas como meio de ganho Raman foram uma DCF e uma NZ-DSF. Todos os sistemas simulados usaram o esquema de bombeio contra-propagante. Três diferentes comprimentos de RFA foram simulados para cada tipo de fibra e a retirada e inserção de 8 canais foi analisada.

Os resultados para os amplificadores com fibra DCF são apresentados na Figura 5. 15. Para este caso, quando a fibra DCF tem um comprimento de 10 km, excursão de potência apresenta o *overshoot* e o *undershoot* e sua máxima excursão de potência é aproximadamente 0,9 dB. Quando o comprimento da fibra é aumentado para 30 km o *overshoot* e *undershoot* tornam-se mais suaves e a máxima excursão de potência atinge 1,2 dB. Este aumento da excursão aconteceu porque o aumento do comprimento da fibra mudou as características do RFA e este agora apresenta um nível de saturação que leva a um maior ganho quando os canais são retirados. Para o comprimento da fibra de 60 km a excursão máxima de potência caiu para menos de 0,5 dB e o *overshoot* e *undershoot* praticamente foram eliminados. É importante notar que os transientes tornam-se mais lentos com o aumento do comprimento de fibra e que esta velocidade não está relacionada a máxima amplitude da excursão.

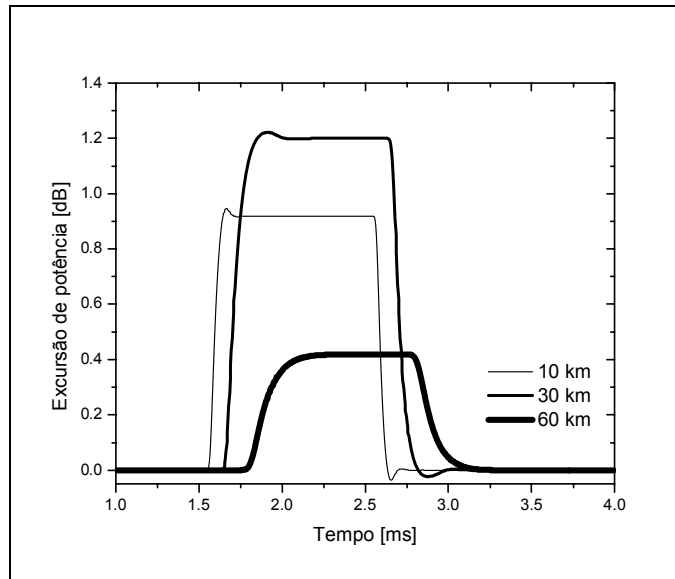


Figura 5. 15 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-DCF com bombeio contra-propagante para diferentes comprimentos de fibra DCF usados.

Os resultados para o RFA com a fibra NZ-DSF são mostrados na Figura 5. 16. Como no caso do DCF-RFA o *overshoot* e *undershoot* estão presentes para nos RFAs de menor comprimento e vão desaparecendo a medida que a fibra torna-se mais longa. No caso da excursão de potência houve uma diminuição da máxima excursão com o aumento do comprimento da fibra e, como no caso da fibra DCF, a velocidade dos transientes diminuíram com o aumento do comprimento da fibra.

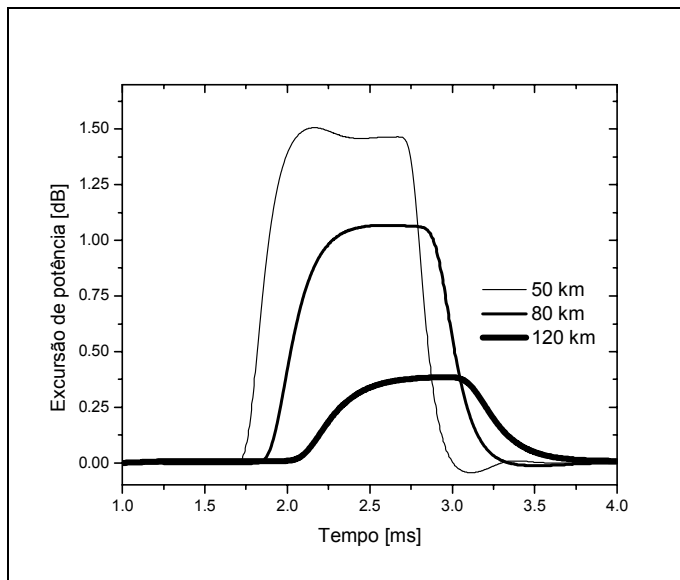


Figura 5. 16 - Sinal “sobrevivente” em 1550,4 nm na saída do RFA-NZDSF com bombeio contra-propagante para diferentes comprimentos de fibra NZDSF usados.

A velocidade dos transientes é um fator muito importante, porque a rapidez dos transientes pode afetar a eficiência dos métodos de controle.

5.4 Controle de Transientes em Amplificadores Raman

Como visto no capítulo 4, um das grandes preocupações de se usar amplificadores a fibra dopada com terra raras em redes dinâmicas WDM, é que estas redes tornam-se vulneráveis aos transientes devido à modulação cruzada de ganho. Desde que os amplificadores óticos em geral, e RFAs em particular tornam-se saturados devido a potência total dos sinais, a inserção ou retirada de canais em uma rede WDM pode perturbar os canais em outros comprimentos de onda que usam o mesmo caminho ótico, causando os transientes de potência nos canais “sobreviventes” que podem resultar em falhas no sistema [7]. Portanto sistemas de controle têm que ser implementados para evitar ou minimizar este problema.

Alguns sistemas de controle implementados no laser de bombeio foram estudados para minimizar o impacto dos transientes de potência no sistema. Em particular foi analisado o uso de um controlador PD em uma configuração semelhante ao usado para os EDFAs, de forma a controlar a potência de bombeio do amplificador Raman e compensar a variação de potência dos sinais de entrada. Para projetar o controlador, foi usado o mesmo método de otimização usado anteriormente no controlador dos EDFAs. A principal diferença no processo de otimização foi a inclusão da possibilidade de se otimizar o controle para um conjunto maior de lasers de bombeio.

Como primeiro caso, foi utilizado 40 km de uma fibra DSF como meio de ganho Raman. Esta fibra apresenta características semelhantes à usada na última seção. Neste sistema, 8 canais são alocados na banda que vai de 1546 nm à 1553 nm com espaçamento entre canais de 1 nm e potência de entrada de -3dBm por canal. O laser de bombeio apresenta uma potência de entrada de 29 dBm e comprimento de onda em 1450 nm. Na simulação, a retirada de 7 dos 8 canais é feita em $t = 0,5$ ms e a evolução do transiente de potência é visualiza no canal “sobrevivente”.

Usando o método de otimização baseado nos algoritmos genéticos descrito no capítulo anterior e em [8], os coeficientes de ganho proporcional e derivativo do controlador foram encontrados após 10 gerações de uma população de 20 indivíduos. Neste caso, o controlador PD apresenta os seguintes coeficientes $K_P = 16,43$ e $K_D = 11,4 \times 10^{-4}$, quando os coeficientes possuem os limites definidos por: $0 < K_P < 20$ e $0 < K_D < 2 \times 10^{-3}$. A Figura 5. 17 apresenta os resultados encontrados para a simulação de duas situações: (1) o amplificador não apresenta controle de transientes e a excursão de potência do canal sobrevivente chega a alcançar mais de 1,8 dB. (2) O RFA apresenta o controle de transientes e com isso a excursão máxima de potência permitida é menor que 0,36 dB e tem uma duração menor que 200 us. A potência de bombeio controlada chega a variar mais do que 0,5 dB e logo se estabiliza quando o transiente termina.

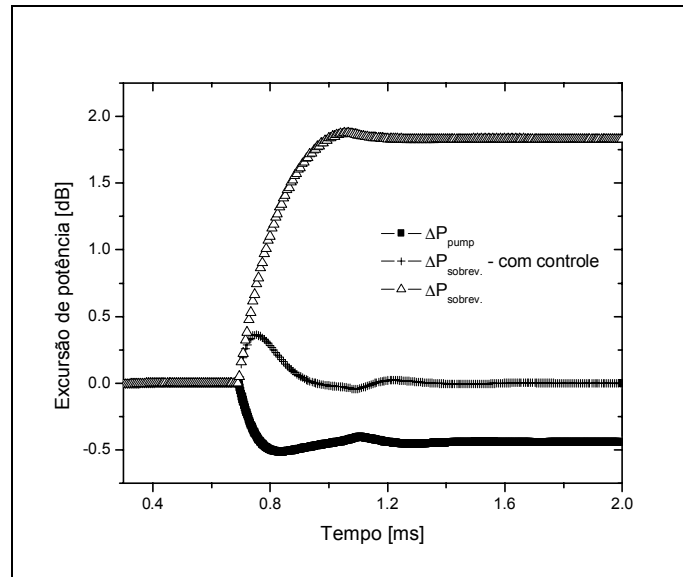


Figura 5. 17- Excursão da potência de saída do canal sobrevivente em 1546 nm para o RFA com controle e sem controle de transientes e a excursão da potência de entrada de bombeio quando o sistema é controlado.

Com o controle de transientes, a excursão máxima de potência no canal “sobrevivente” diminui aproximadamente 1,5 dB. Embora o tempo de duração deste transiente seja maior do que os encontrados para os EDFAs, deve ser considerado aqui que os 40 km de fibra DSF causa um maior atraso na ação do controlador e desta forma o transiente acaba tendo uma duração maior. Para estes casos com um único laser de bombeio o sistema de controle é bem parecido com o do EDFA e as respostas seguem uma mesma tendência para o bombeio contra-propagante.

Para o caso de múltiplos lasers de bombeio a atuação do controle é um pouco diferente e será demonstrado mais nas próximas seções, mas antes o projeto de um amplificador Raman com múltiplos lasers de bombeio é apresentado.

5.4.1 Esquemas de Bombeio Usando Múltiplos Lasers

Uma das vantagens dos amplificadores Raman é a possibilidade de se gerar perfis de ganho através da combinação de lasers de bombeio. Para isto, os esquemas de multi-bombeio ou bombeamento WDM podem ser usados. As características de ganho e ruído do RFA são definidas pelo comprimento de onda e a potência de cada laser de bombeio.

Como exemplo, o sistema mostrado na Figura 5.18 foi simulado. Este sistema consiste de 64 canais com potência de entrada de aproximadamente -20 dBm por canal e distribuídos na banda que vai de 1513,58 nm a 1562,4 nm, com espaçamento entre canais de aproximadamente 0,8 nm. Quatro lasers de bombeio foram empregados e a potência e comprimento de onda de cada bombeio foram escolhidos de forma a obter um ganho on-off médio de 9,5 dB, com o ripple da curva de ganho sendo menor que 1 dB para toda a banda. Neste caso, a potência e comprimento de onda dos lasers de bombeio foram distribuídos da seguinte forma: o comprimento de onda do laser 1 é igual a 1400 nm e sua potência é 83,7 mW; O laser 2 é alocado em 1415 nm e sua potência é 47 mW; Laser 3 está em 1440 nm e sua potência é 4 mW, e finalmente o laser 4 está em 1456 nm com uma potência de 53 mW.

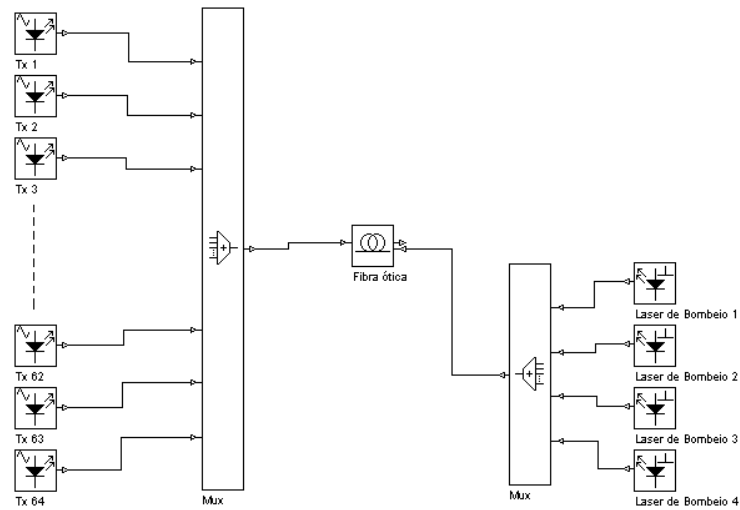


Figura 5.18 - Configuração de um amplificador Raman com multi-bombeio.

Esta configuração de potências e de comprimento de onda dos lasers de bombeio foi encontrada utilizando-se o software OptiSystem. A fibra usada como meio para a amplificação Raman foi uma fibra DCF descrita no capítulo 2, e esta apresenta um comprimento de 25 Km. Os resultados obtidos na simulação: ganho do amplificador, ganho *on-off* e figura de ruído efetiva, são mostrados na Figura 5. 19.

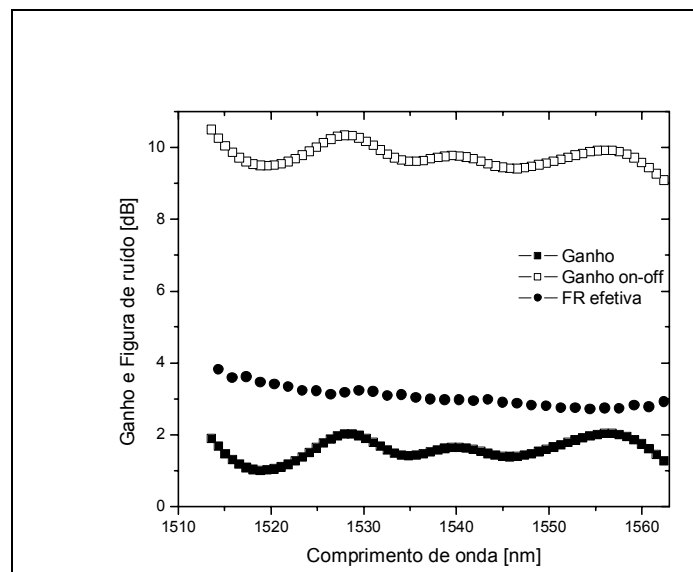


Figura 5. 19 – Ganho e figura de ruído efetiva para o sistema com multi-bombeio.

O perfil de ganho obtido ocupa toda banda convencional de amplificação e apresenta um *ripple* de 1.06 dB.

Procurando-se uma outra opção de ferramenta de otimização para a caracterização da configuração do bombeio de amplificadores Raman, foi desenvolvido um método baseado na utilização dos algoritmos genéticos. Neste caso, cada indivíduo (conjunto de lasers de bombeio) é definido por $2 \times N_p$ cromossomos, onde N_p é o número de lasers de bombeio, e o fator de

multiplicação 2 é devido aos parâmetros potência e comprimento de onda do laser a serem definidos. Para encontrar estes parâmetros, foram fixados os seguintes objetivos para o projeto:

- Minimizar o ripple do perfil de ganho encontrado:

$$f_1 = \max |G_i - G_j|, \quad \text{onde } i \neq j \text{ e } i, j = 1, 2, \dots, N_p \text{ número de sinais} \quad (5.2)$$

- Minimizar a diferença entre o ganho médio desejado e o obtido com a configuração simulada:

$$f_2 = \max |G_{mref} - G_i| \quad (5.3)$$

Estes dois critérios foram usados para encontrar a “aptidão” de cada indivíduo na população. Cada uma das funções acima foi transformada e normalizada porque queremos encontrar o valor mínimo, isto é, queremos que os valores de f_1 e f_2 tendam para zero. Então, a função final que define a “aptidão” torna-se:

$$f(x) = w_1 \cdot \frac{|f_1(x)|}{r_1} + w_2 \cdot \frac{|r_2 - f_2(x)|}{r_2} \quad (5.4)$$

Onde r_i é o valor máximo permitido para cada função, e w_i é o peso da função i . Um sistema similar ao anterior foi utilizado como exemplo para se tentar otimizar e encontrar os parâmetros dos lasers de bombeio. Entretanto, o ganho médio utilizado como objetivo foi de 7,5 dB. Também foram definidos que o número máximo de lasers de bombeio é igual a 4, um limite máximo de 200 mW de potência de bombeio para cada laser e que os lasers de bombeio poderiam ser alocados sem restrições na banda que vai de 1400 nm a 1500 nm. Um resumo do processo de otimização é apresentado na Figura 5. 20, onde pode ser visto a evolução da aptidão máxima encontrada em uma população de 40 indivíduos ao longo de diversas gerações. Também é visualizado a melhoria da aptidão média da população com o número de gerações. Neste exemplo, foram utilizadas 30 gerações e a função de minimização do “ripple” apresentava um peso maior (0,7) do que a função do ganho médio (0,3). Ao final de 30 gerações a aptidão máxima de um indivíduo encontrada na população foi de 0,84. O que significa um ripple de aproximadamente 1,9 dB e ganho médio de 7,6 dB.

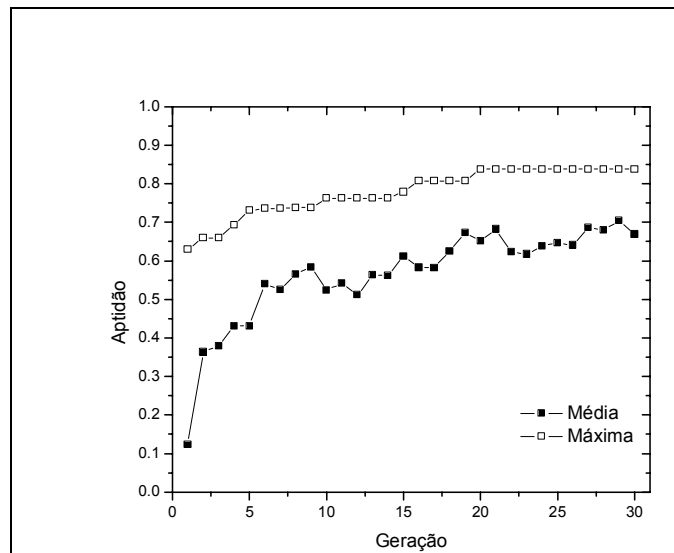


Figura 5. 20 – Evolução da aptidão máxima e média da população ao longo de diversas gerações.

A configuração de lasers de bombeio obtida foi: laser 1, 1412 nm e 134 mW; laser 2, 1428 nm e 62,3 mW; laser 3, 1455 nm e 28,4 mW; laser 4, 1467 nm e 59,2 mW. Com este sistema de multi-bombeio o amplificador foi simulado e os resultados podem ser vistos na Figura 5. 21.

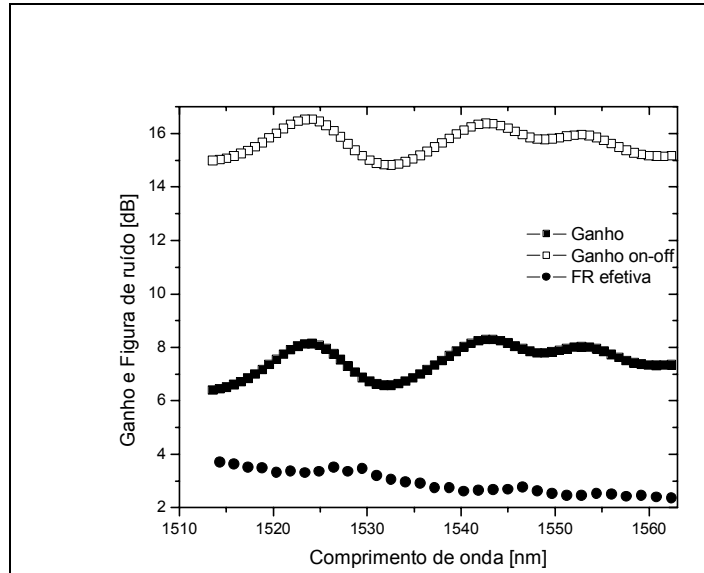


Figura 5. 21 - Ganho e figura de ruído efetiva para o sistema com multi-bombeio.

Os resultados do processo de otimização aqui encontrados ainda podem ser melhorados através do aumento do número de gerações e da introdução de novas restrições no processo de geração da população. A velocidade do processo de otimização também pode ser melhorada através da utilização de um modelo numérico para o RFA mais rápido e voltado especificamente para este processo de otimização. A intenção aqui era apenas encontrar um processo alternativo ao software comercial para o projeto de amplificadores Raman com multi-bombeio.

5.4.2 Controle de transientes em amplificadores Raman com multi-bombeio

Para este exemplo, foram considerados 32 canais alocados em uma banda que vai de 1513,6 nm à 1562,8 nm com espaçamento entre canais de 1,55 nm. Cada canal apresenta uma potência de entrada de -6 dBm. O amplificador é composto de uma fibra DCF similar à utilizada na seção anterior e com o bombeio contra-propagante de 4 lasers: 1412 nm-135 mW; 1428 nm-62,3 mW; 1467 nm-59,2 mW; e 1455-28,4 mW.

Na simulação, a retirada de 16 dos 32 canais (os canais modulados e constantes são alternados) é realizada em $t = 0,2$ ms e a evolução do transiente de potência é visualizada nos canais “sobreviventes”. Os resultados de uma primeira simulação sem controle de transientes no RFA podem ser vistos na Figura 5. 22. A evolução da excursão de potência nos 16 canais “sobreviventes” é mostrada e pode ser visto que a excursão máxima de potência dos canais varia de 0,9 dB a 1,1 dB. Além disto, nota-se que devido a retirada dos canais, alguns canais “sobreviventes” apresentam um pequeno *undershoot* devido a interação entre todos os canais logo após a retirada dos 16 canais.

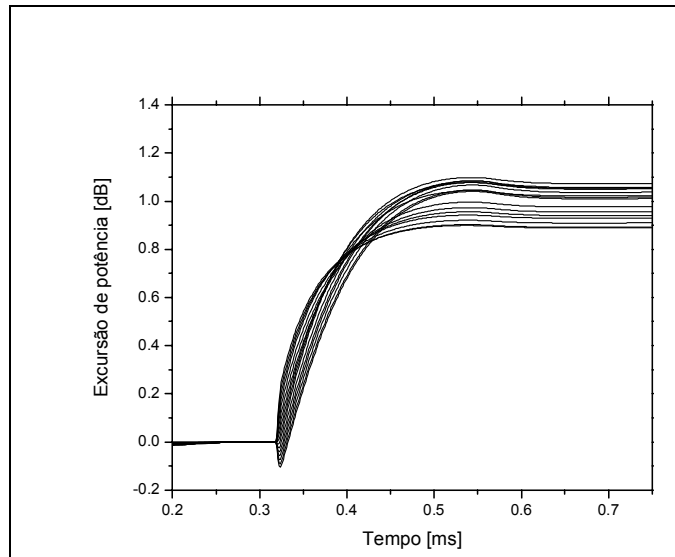


Figura 5. 22 – Excursão de potência em 16 canais “sobreviventes”.

Quando os controladores são utilizados, torna-se necessário encontrar os parâmetros para cada controlador PD que estará relacionado a um laser de bombeio. Aqui foram utilizados 4 controladores e diferente dos casos de otimização dos controladores mostrados anteriormente, foram utilizados 2 sinais de monitoramento [10]. Isto se deve basicamente ao fato que a localização dos canais ao longo da banda utilizada vai influenciar os lasers de bombeio de forma diferente. Portanto a utilização de apenas um sinal de monitoramento poderia diminuir a eficiência do controle em certas regiões da banda de amplificação, onde os lasers de bombeio são menos influenciados pelo sinal que é monitorado. Neste exemplo, os canais sobreviventes monitorados foram 1524,4 nm e 1549,2 nm. Os lasers de bombeio nos comprimentos de onda mais baixos foram controlados através do monitoramento do sinal em 1524,4 nm, enquanto os lasers de bombeio de maior comprimento de onda foram controlados através do monitoramento do sinal em 1549,2 nm. Os parâmetros de cada controlador (coeficientes de ganho proporcional e diferencial) foram encontrados após 10 gerações com uma população de 20 indivíduos.

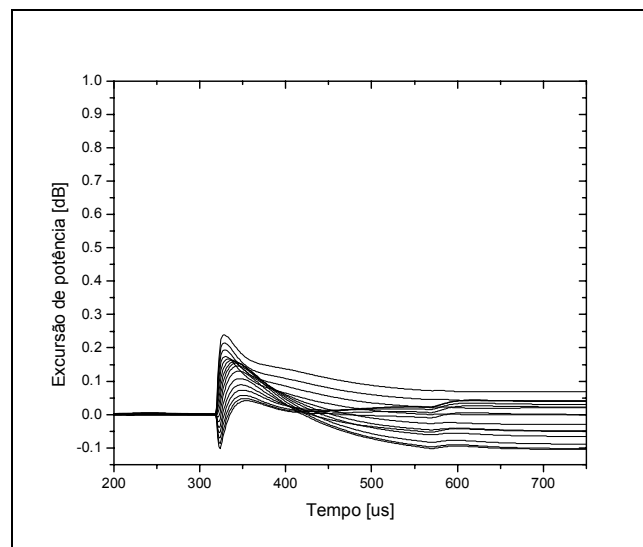


Figura 5. 23 – Excursão de potência em dos canais “sobreviventes” quando o RFA apresenta controle de transientes.

A excursão de potência em vários canais “sobreviventes” no RFA com controle otimizado é mostrada na Figura 5. 23. A parte inicial do transiente de potência é similar ao da figura mostrada anteriormente (sem controle), o que se deve ao atraso de atuação do controlador devido ao comprimento da fibra. A máxima excursão de potência é aproximadamente 0,24 dB e seu tempo de duração fica menor que 200 us para maior parte dos canais. A evolução da potência de entrada de cada laser de bombeio é mostrada na Figura 5. 24.

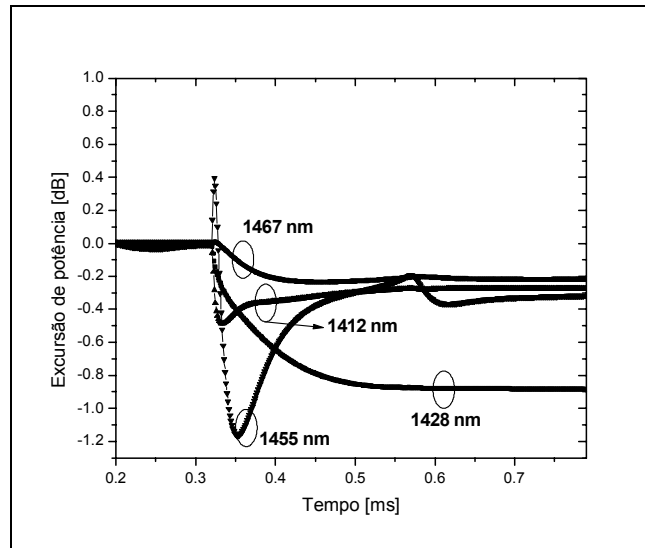


Figura 5. 24 – Excursão da potência de entrada dos lasers de bombeio.

Para verificar a atuação do controle de transientes, uma outra configuração de retirada de canais foi simulada. Neste caso, 16 canais de menor comprimento de onda foram retirados e a resposta dos canais “sobreviventes” foi obtida. A evolução da excursão de potência nos 16 canais “sobreviventes” é mostrada na Figura 5. 25 e pode ser visto que a excursão máxima de potência dos canais varia de 0,65 dB a 0,8 dB.

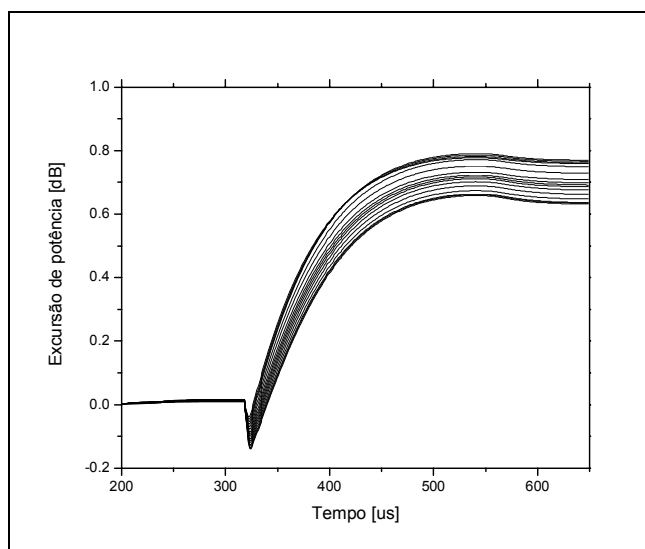


Figura 5. 25 – Excursão de potência em 16 canais “sobreviventes”.

Também pode ser visto na Figura 5.25, que os sinais “sobreviventes” sofrem uma perda de potência inicial e logo depois acontece o aumento de potência devido à maior potência de bombeio

disponível na fibra. Esta diminuição inicial de potência dos sinais “sobreviventes” já era visualizada na Figura 5. 22, para os canais de maior comprimento de onda. Este tipo de variação se deve as interações Raman entre os sinais que se propagam na fibra [11][12]. Como os canais de menor comprimento de onda, que estavam fornecendo parte da energia usada para amplificar os canais de maior comprimento de onda, foram retirados do sistema, houve então uma diminuição do ganho nos canais “sobreviventes” que depois foi compensada pelo aumento da potência de bombeio.

Quando o RFA é simulado com o controle de transientes (otimizado anteriormente) para esta mesma configuração de retirada de canais, encontrou-se os resultados mostrados na Figura 5. 26. O valor máximo da excursão de potências dos canais “sobreviventes” foi menor que 0,13 dB, cujo valor é aproximadamente igual ao valor do *undershoot* inicial devido a retirada do canais do sistema. A duração do transiente também é menor que 200 us para a maioria dos canais.

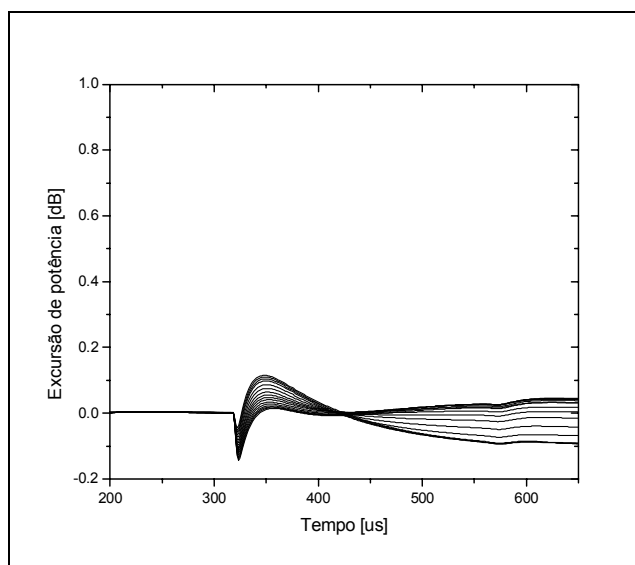


Figura 5. 26 - Excursão de potência em vários canais “sobreviventes” quando o RFA apresenta controle de transientes.

Nos casos anteriores, assumiu-se que os lasers de bombeio nos comprimentos de onda menores (1412 nm e 1428 nm) foram controlados exclusivamente pela informação obtida do sinal em 1524,4 nm, enquanto os lasers de bombeio de maior comprimento de onda (1467 nm e 1455 nm) foram controlados exclusivamente pela informação obtida do sinal em 1549,2 nm. Entretanto, ambos sinais monitorados sofrem influência de todos os lasers de bombeio e esta influência varia de acordo com o comprimento de onda e potência dos lasers de bombeio. Para se ter uma noção desta relação foram feitas simulações com os lasers de bombeio funcionado em pares. Isto é, o amplificador Raman foi simulado com os lasers de bombeio em 1412 nm e 1428 nm, e com os lasers de bombeio em 1467 nm e 1455 nm. As curvas que descrevem a potência de saída normalizada para cada par de bombeio são mostradas na Figura 5. 27. Pode ser notado a forte influência dos bombeios em 1412 nm e 1428 nm para os canais com comprimentos de onda menores que 1530 nm, enquanto a partir deste comprimento de onda, o bombeio em 1455 nm e 1467 nm começam a exercer uma maior influência nos canais do sistema.

A partir dos resultados da Figura 5.26 foi feita uma nova estratégia de controle, a qual cada sinal monitorado fornece informação para o controle de cada laser de bombeio. Neste caso, foi introduzido

um peso para cada sinal monitorado de acordo com os valores encontrados na Figura 5. 27. Para o sinal em 1524,4 nm, os pesos foram 0,9 (1412 nm e 1428 nm) e 0,1 (1467 nm e 1455 nm), enquanto para o sinal em 1549,2 nm os pesos foram 0,4 (1412 nm e 1428 nm) e 0,6 (1467 nm e 1455 nm). Utilizando-se estes valores as simulações para as duas situações mostradas anteriormente foram feitas novamente.

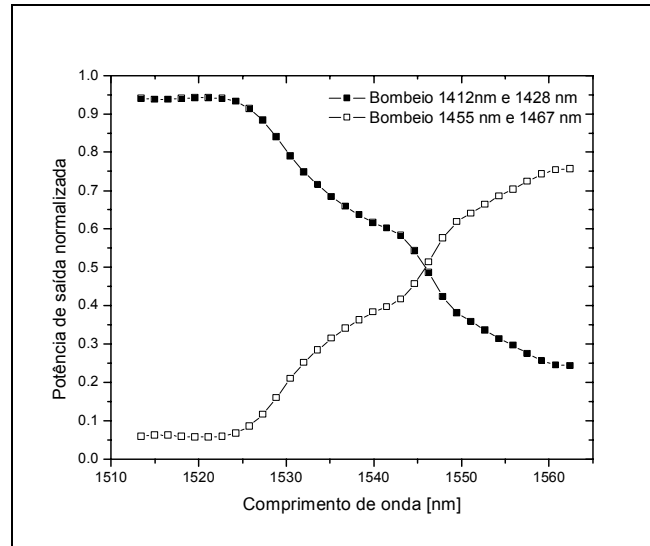


Figura 5. 27 – Potência de saída normalizada para os 32 canais amplificados com as duas configurações de bombeio.

Os parâmetros de cada controlador PD foram encontrados novamente utilizando-se o método de otimização e assumindo que 16 canais foram retirados do sistema, sendo que os canais modulados e canais CW foram alternados ao longo da banda. Os parâmetros de cada controlador foram encontrados após 10 gerações com uma população de 20 indivíduos. Os resultados encontrados para esta configuração e com controle otimizado sob nova estratégia é mostrado na Figura 5. 28.

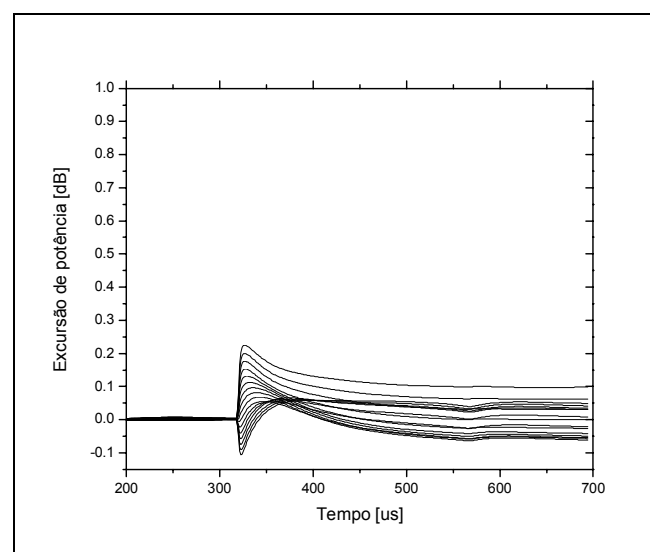


Figura 5. 28 - Excursão de potência em vários canais “sobreviventes” quando o RFA apresenta controle de transientes.

Usando esta nova estratégia de controle, a máxima excursão de potência foi reduzida de 0,24 dB para 0,22 dB. A duração dos transientes também foi reduzida e para a maioria dos canais esta duração foi menor que 150 us. Isto demonstra que para esta configuração de retirada dos canais, o novo controle se mostrou tão eficiente quanto ou melhor que o controle anterior. Para finalizar, a retirada dos 16 canais de menor comprimento de onda foi simulada utilizando-se este novo controle. Os resultados são apresentados na Figura 5. 29. Comparando-se a Figura 5. 29 com a Figura 5. 26, pode-se notar claramente a melhoria da resposta do amplificador sobre a atuação destes transientes. A maior excursão de potência é devido a perda inicial de potência causada pela retirada dos canais e é menor que 0,13 dB, enquanto a duração do transiente nos canais também foi reduzido.

A partir destes resultados pode ser dito que a segunda estratégia de controle se mostrou mais eficiente e pode ser utilizada em outros casos para amplificadores de multi-bombeio.

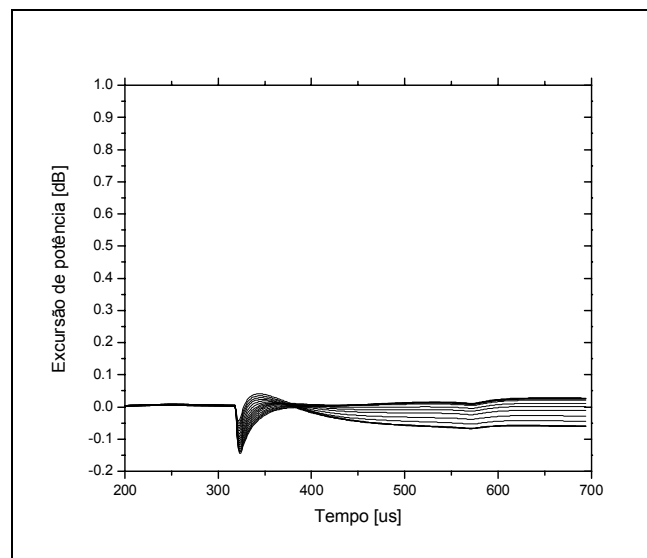


Figura 5. 29 – Excursão de potência em vários canais “sobreviventes” quando o RFA apresenta controle de transientes.

Em todos os exemplos mostrados aqui, o método de otimização funcionou e foram observados bons resultados no controle de transientes. Esta técnica se mostrou eficiente para encontrar os parâmetros do controlador para um sistema com multi-bombeio e reduziu o impacto dos transientes de potência em banda de sinais de aproximadamente 40 nm, tornando o sistema mais robusto ao chaveamento de canais e melhorando assim o desempenho deste.

5.5 Sumário

Neste capítulo foi apresentado um novo modelo numérico para a simulação de amplificadores Raman que além de reproduzir o ganho e a figura de ruído é capaz de considerar os efeitos de propagação lineares e não-lineares nos amplificadores Raman. Alguns exemplos utilizando este modelo foram apresentados para a visualização da influência dos efeitos não-lineares no desempenho de sistemas com RFAs, e verificou-se o impacto destes efeitos na resposta dos sistemas. Uma das vantagens deste modelo é a possibilidade de considerar o efeito de mistura de quatro ondas e também o impacto do espalhamento duplo de Rayleigh no desempenho do sistema.

Um outro modelo numérico para análise dos transientes de potência em amplificadores Raman também foi apresentado, e foram feitas várias simulações para se visualizar os transientes em diferentes tipos de configuração de bombeio em RFAs (co-propagante, contra-propagante e bidirecional). Através desta análise, foi visto que os transientes na configuração co-propagante são muito rápidos, o que ocasionaria dificuldades para a minimização destes transientes. Na configuração contra-propagante, os transientes se apresentaram mais lentos, enquanto na configuração bidirecional a velocidade destes transientes se mostrou com valor intermediário entre as duas configurações anteriores. Alguns diferentes tipos de fibras óticas foram utilizados como meio de amplificação para o RFA, e também foram feitas simulações para se verificar a influência do comprimento da fibra na resposta destes transientes. Estes resultados encontrados estão de acordo com resultados experimentais apresentados na literatura [2] [3] [11] e [12], sendo que o modelo numérico deste trabalho representa a interação de todos os sinais, bombeios, sinais refletidos e ASE gerada, o que não é considerado em boa parte dos modelos dinâmicos como visto em [3]. Este modelo ainda pode levar em consideração o efeito do espalhamento duplo de Rayleigh, o que o diferencia do modelo apresentado em [4].

Após esta análise dos transientes de potência, foi apresentado um método de controle de transientes para RFAs usando-se o processo de otimização dos parâmetros do controlador baseado na aplicação de algoritmos genéticos. Com os parâmetros do controlador otimizados para um laser de bombeio, simulações foram feitas e foi possível acessar as melhorias na resposta do RFA com controle otimizado.

Neste capítulo, também foi discutido brevemente os sistemas de multi-bombeio em RFAs e foi apresentado um algoritmo para a obtenção dos valores da potência e comprimento de onda dos lasers bombeio para se chegar aproximadamente ao perfil de ganho desejado.

Finalizando o capítulo, o controle de transientes para RFAs com múltiplos lasers de bombeio foi apresentado, e através da utilização de uma extensão do processo de otimização apresentado anteriormente, foram encontrados os coeficientes para cada controlador e a resposta do RFA controlado foi demonstrado. Utilizou-se também diferentes estratégias no processo de controle onde foram usados dois pontos de monitoramento na banda do amplificador e foi encontrado melhores resultados quando os todos lasers de bombeio eram influenciados pelos sinais monitorados, o que indicaria a possibilidade de obter melhorias no controle apresentado em [10].

Referências

- [1] G. P. Agrawal, "Nonlinear fiber optics", Academic press, 3rd edition, 2001.
- [2] C. J. Chen, and W. S. Wong. "Transients effects in saturated Raman amplifiers". Electronic Letters, vol. 37, pp. 371-373, 2001.
- [3] C. J. Chen, and W. S. Wong. "Transients effects in Raman optical amplifiers". OAA 2001, Paper OMC2, 2001.
- [4] M. Karasek and M. Menif, "Channel Addition/Removal in Raman Fiber Amplifiers: Modeling and Experimentation", IEEE J. Lightwave Technology, vol. 20, Issue 9, pp. 1680-1687, 2002.
- [5] M. Freitas, S. N. Givigi Jr., I. Usunov, J. Klein e L. de C. Calmon. "Dynamic Behavior in Raman Amplifiers". Anais do XX Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Rio de Janeiro, Out. 2003.
- [6] W. H. Press, et al., "Numerical Recipes: The Art of Scientific Computing", 2nd Edition, Cambridge University Press, 1992.
- [7] M. Karasek and M. Menif, "Protection of surviving channels in pump-controlled gain-locked Raman fibre amplifier", Optics Communications, vol. 210, pp. 57-65, 2002.
- [8] S. Givigi, M. Freitas, J. Klein, A. R. de Almeida, and L. C. Calmon. "Transient Control in RFAs for multi-pumping environments by using a multi-objective optimization approach". Proceedings of Optical Fiber Communication Conference 2004 (OFC 2004), Volume 1, 23-27 Feb. 2004.
- [9] M. Freitas, S. Givigi, Jr., J. Klein, L. C. Calmon, A. R. Almeida. "Transients control in Raman fiber amplifiers". Proceedings of SPIE Vol. #5579, Photonics North, Sep. 2004.
- [10] S. H. Chang, H. S. Chung, K. Kim, J. S. Ko. "Transient Power Suppression in Raman Amplifier with Multi-Wavelength Pumping upon Channel Add-drop". Proceedings of Optical Fiber Communication Conference 2006 (OFC 2006), pp. 1-3, 2006.
- [11] S. Wang, L. Zhang, J. Wang, C. Fan. "Abrupt and asymptotic transience in WDM systems using backward-pumped fiber Raman amplifier". IEEE Photonics Letters, Vol. 14, Issue 9, pp. 1264-1266, 2002.
- [12] S. Gray. "Transient gain dynamics in wide bandwidth discrete Raman amplifiers". Proceedings of Optical Fiber Communication Conference 2002 (OFC 2002), pp. 512-513, 2002.

Capítulo 6

Conclusão

6.1 Conclusões e Contribuições

No Capítulo 2 foram apresentados os amplificadores óticos a fibra utilizados ao longo deste trabalho. Nele foram introduzidos alguns modelos numéricos para o estado estacionário que são capazes de reproduzir as principais características de cada tipo de amplificador. Uma contribuição deste capítulo foi a extensão dos modelos numéricos para a utilização das fibras dopadas com dupla casca. Além disso, foram obtidos uma boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais para alguns amplificadores, e que condiziam também com resultados encontrados na literatura.

Através da utilização dos modelos para o estado estacionário, foi desenvolvido no capítulo 3 os modelos numéricos para a simulação dos efeitos dinâmicos nos EDFAs. Dois modelos numéricos para obter a resposta dinâmica foram utilizados: um deles descreve basicamente o comportamento dos amplificadores na banda convencional, enquanto o outro, considerado um modelo geral pode ser utilizado não só para obter a resposta em praticamente toda a banda de amplificação, como também é capaz de descrever a geração e propagação da ASE ao longo do EDFA. Através destes modelos foi possível caracterizar os transientes de potência (amplitude e velocidade) em EDFAs com diferentes configurações de bombeio e a evolução destes transientes quando os sinais atravessam uma série de amplificadores em cascata. A partir do desenvolvimento do “modelo geral” foi possível também analisar os transientes de potência em EDFAs na banda L, e verificou-se que estes amplificadores apresentam transientes mais lentos que os amplificadores convencionais e isto pode tornar mais efetivo a atuação dos métodos de controle de transientes. As principais contribuições deste capítulo foram: o desenvolvimento de modelos numéricos destinados a reproduzir o comportamento dinâmico de amplificadores a fibra dopada com itérbio e érbio-itérbio (para um regime quase constante), utilizando tanto a fibra ótica padrão quanto a fibra de dupla casca. Através da utilização destes modelos foi possível fazer uma análise dos transientes de potência nestes tipos de amplificadores (YDFA e EYDFA), e também otimizar a densidade de energia dos pulsos na saída do amplificador (YDFA) através do ajuste dos parâmetros geométricos da fibra dopada.

A partir da utilização das fibras de dupla casca e a possibilidade de uso do bombeio multimodo, os sinais sob amplificação começam a apresentar altos valores de potência e os efeitos não-lineares aumentam sua influência na propagação do sinal. Para analisar esta influência foram desenvolvidos modelos numéricos capazes de representar a propagação dos sinais óticos ao longo da fibra dopada e com isto a análise da resposta destes amplificadores de alta potência tanto no tempo quanto na frequência foram possíveis para algumas aplicações. Neste trabalho foi demonstrado a utilização deste modelo numérico para uma possível aplicação, um *master oscillator power amplifier*, que

apresentava 4 estágios de amplificação usando diferentes tipos de fibra dopada. Os resultados da simulação foram comparados a resultados experimentais obtidos em um sistema similar e pode-se ver a concordância entre estes resultados. Comparação semelhante foi feita para o amplificador a fibra dopada com érbio-itérbio, mas neste caso analisou-se os produtos gerados pela mistura de quatro ondas em um amplificador com bombeio bidirecional, e verificou-se também a concordância dos resultados obtidos experimentalmente com o modelo numérico desenvolvido. Estes resultados habilitam a utilização destes modelos para a otimização de sistemas óticos que utilizam estes tipos de amplificadores de forma a diminuir ou manipular os efeitos não-lineares nos amplificadores.

No capítulo 4 foi analisado alguns esquemas de controle de transientes em EDFAs e introduziu-se uma outra contribuição que foi o desenvolvimento de um método de otimização dos parâmetros do controlador dos lasers de bombeio do EDFA, conseguindo-se desta forma minimizar a duração e amplitude dos transientes para estes amplificadores. Para este tipo de simulação, modelos numéricos foram desenvolvidos para representar a resposta dos amplificadores operacionais (baseados nos parâmetros encontrados no processo de otimização) usados no controlador PD. Desta forma foi possível analisar todo processo de controle. Foi verificado, tanto para um amplificador quanto para um conjunto de amplificadores em série, a melhoria no processo de controle usando-se a otimização em diferentes esquemas de monitoramento do transiente. Foi também demonstrado a utilização deste método de otimização em amplificadores com bombeio bidirecional, o que comprova a possibilidade da aplicação deste método de otimização em EDFAs apresentando configurações mais complexas contendo mais de um laser de bombeio, tais como EDFAs de múltiplos estágios.

No capítulo 5 foram apresentados os modelos numéricos bidirecionais desenvolvidos para os amplificadores Raman que levam em consideração a propagação dos sinais (considerando os efeitos não-lineares e espalhamento Rayleigh). Foi possível analisar o ganho e o ruído gerado pelo amplificador, além da influência de outros efeitos (auto-modulação de fase, modulação cruzada de fase e mistura de quatro ondas) no desempenho do sistema. Uma outra contribuição apresentada neste capítulo foi o desenvolvimento e a demonstração de um método de otimização para encontrar as características (comprimento de onda e potência de bombeio) dos lasers em RFAs com multi-bombeio para um perfil de ganho e equalização desejado. Também foi apresentado o modelo numérico desenvolvido para obter a resposta dinâmica destes amplificadores sob eventos como a retirada ou inserção de canais ao sistema. Desta forma foi possível o estudo dos transientes de potência em RFAs utilizando diferentes fibras óticas como meio de ganho Raman e foi analisado a evolução dos transientes em diferentes esquemas de bombeio. A partir dos resultados foi possível verificar que na configuração co-propagante os RFAs apresentam transientes muito rápidos, o que tornaria os sistemas de controle de transientes menos efetivos. Nos RFAs com bombeio contra-propagante e bidirecional, estes transientes são mais lentos e sua velocidade diminui ainda mais com a utilização de fibras de maior comprimento, o que torna mais fácil a supressão dos transientes.

Através da utilização destes modelos numéricos, o método de otimização foi estendido para melhorar a resposta do controle de transientes nestes amplificadores. Sendo demonstrado a aplicação destes controles otimizados tanto para RFAs com apenas um laser de bombeio, quanto para RFAs com múltiplos lasers de bombeio. Neste último caso, foi demonstrado que o controle de

transientes pode ser ainda melhorado através da utilização de diferentes estratégias de controle juntamente com o processo de otimização dos parâmetros do controlador.

6.2 Sugestões para Futuros Trabalhos

Alguns dos possíveis estudos que poderiam ser feitos em continuidade deste trabalho seriam:

- A introdução do efeito de espalhamento de Brillouin nos modelos que descrevem a propagação dos sinais pelo amplificador a fibra Raman. Um modelo numérico que procura descrever a resposta dos sinais propagando-se pela fibra sobre o efeito do espalhamento de Brillouin já vem sendo desenvolvido, entretanto sua utilização na análise de amplificadores Raman ainda depende da melhoria da estabilidade da solução numérica para o conjunto de equações acopladas;

- A introdução do efeito de espalhamento de Raman nos amplificadores a fibra dopado com itérbio e érbio-itérbio, já que este efeito aparece fortemente no processo de amplificação de pulsos curtos com baixa taxa de repetição e neste caso o modelamento quasi-CW não é capaz de reproduzi-lo;

- A extensão do modelo dinâmico do EYDFA para regimes de pulsos curtos e com baixa taxa de repetição;

- Inclusão da dispersão não-linear nos modelos que descrevem a propagação dos sinais pelos amplificadores a fibra dopada com terras raras;

- O desenvolvimento de um método numérico que utiliza uma amostragem não-uniforme no tempo para a simulação da propagação não-linear de pulsos em amplificadores óticos. As simulações de sequências de pulsos ultra curtos e com baixa frequência de repetição exige uma alta amostragem dos sinais devido a amostragem uniforme normalmente utilizada, o que pode tornar algumas simulações inviáveis devido ao grande número de amostras envolvidas na simulação. Uma forma de evitar este problema seria a utilização da amostragem não-uniforme e consequentemente a utilização de um método que resolveria a equação de propagação para sinais com amostragem no tempo não-uniforme.

- A extensão da análise dos transientes de potência e seu controle para os amplificadores híbridos (EDFA + Raman);

- O estudo da variação do desempenho em redes dinâmicas devido a reconfiguração da rede ou a faltas no sistema. Usando os modelos numéricos já apresentados consegue-se obter a evolução dos transientes de potência ao longo dos caminhos óticos. Utilizando-se estes valores poderia ser possível obter os limites na variação do desempenho em sistemas usando amplificadores com ou sem controle de transientes;

- Analisar a possibilidade do uso de um controle adaptativo para a manutenção da equalização do ganho nos amplificadores Raman;

- Desenvolvimento de modelos numéricos para representação e estudo dos amplificadores a fibra dopada com túlio sob regimes de estado estacionário e dinâmico.

Apêndice A

Outros Efeitos no Modelamento Numérico do EDFA

A.1 Perdas de Fundo

Normalmente as perdas de fundo em uma fibra dopada podem ser negligenciadas quando comparada aos coeficientes de absorção e as perdas discretas. Entretanto, as perdas de fundo podem ser significantes em fibras levemente dopadas, para sinais com comprimento de onda longe dos pontos de absorção máxima, e para comprimentos de onda fora da região de baixas perdas em fibras de sílica. As perdas na fibra são compostas de perdas devido ao espalhamento de Rayleigh e impurezas (excess loss). Aqui, assumimos que a perda devido as impurezas α_{EL} é independente do comprimento de onda, e é definida por

$$\alpha_{EL} = l(\lambda) - \alpha_{RS}(\lambda) \quad (\text{A. 1})$$

Onde $l(\lambda)$ é a perda total em λ e $\alpha_{RS}(\lambda)$ é a perda devido ao espalhamento de Rayleigh em λ .

Com a perda total medida em um comprimento de onda, pode-se calcular a perda α_{EL} . A perda em qualquer outro comprimento de onda é então calculada somando-se esta constante à perda devido ao espalhamento de Rayleigh no determinado comprimento de onda. Partindo desta definição a equação de propagação torna-se:

$$\frac{dP_k}{dz} = (\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot P_k(z) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k \cdot u_k - \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k(z) \cdot \bar{n}_t \cdot \Gamma_k \cdot u_k + \sigma_e(\nu_k) \cdot P_{0k} \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k \cdot u_k - (\alpha_{RS}(\nu_k) + \alpha_{EL}) \cdot P_k \cdot u_k \quad (\text{A. 2})$$

A.1.1 Espalhamento de Rayleigh

O espalhamento de Rayleigh é considerado nas equações de propagação através da inclusão dos sinais refletidos de P_k^+ (co-propagante) e P_k^- (contra-propagante) propagando-se em sentido oposto aos sinais originais e com mesmo comprimento de onda, Figura A. 1. Desta forma as equações de propagação acopladas são definidas como:

$$\frac{dP_k^+}{dz} = (\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot P_k^+(z) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k - \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k^+(z) \cdot \bar{n}_t \cdot \Gamma_k + \sigma_e(\nu_k) \cdot P_{0k} \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k - (\alpha_{RS}(\nu_k) + \alpha_{EL}) \cdot P_k^+ \quad (\text{A. 3})$$

$$\frac{dP_{refk}^-}{dz} = -(\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k \cdot P_{refk}^-(z) + \sigma_a(\nu_k) \cdot \bar{n}_t \cdot \Gamma_k \cdot P_{refk}^-(z) + (\alpha_{RS}(\nu_k) + \alpha_{EL}) \cdot P_{refk}^-(z) - C \cdot \alpha_{RS}(\nu_k) \cdot P_k^+ \quad (\text{A. 4})$$

$$\frac{dP_k^-}{dz} = -(\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot P_k^-(z) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k + \sigma_a(\nu_k) \cdot P_k^-(z) \cdot \bar{n}_t \cdot \Gamma_k - \sigma_e(\nu_k) \cdot P_{0k} \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k + (\alpha_{RS}(\nu_k) + \alpha_{EL}) \cdot P_k^- \quad (\text{A. 5})$$

$$\frac{dP_{refk}^+}{dz} = (\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k \cdot P_{refk}^+(z) - \sigma_a(\nu_k) \cdot \overline{n_t} \cdot \Gamma_k \cdot P_{refk}^+(z) - (\alpha_{RS}(\nu_k) + \alpha_{EL}) \cdot P_{refk}^+(z) + C \cdot \alpha_{RS}(\nu_k) \cdot P_k^- \quad (A. 6)$$

Onde C é o fator de captura do espalhamento. Este fator pode ser calculado teoricamente baseando-se em uma aproximação Gaussiana e usando a definição apresentada em [1]

$$C = \left(\frac{NA}{n_o} \right)^2 \cdot \frac{1}{m_n} \quad (A. 7)$$

Onde NA é a abertura numérica, n_o é o índice de refração da fibra e m_n depende do perfil do índice de refração. Para fibras monomodo um valor típico para m_n é 4,55.

Outra definição para o fator de captura pode ser encontrada em [2], que o define como:

$$C(\lambda) = \left(\frac{\lambda}{2 \cdot \pi \cdot n_o \cdot w(\lambda)} \right)^2 \quad (A. 8)$$

Onde w é o raio modal do campo.

A perda de fundo devido ao espalhamento Rayleigh $\alpha_{RS}(\nu_k)$ em uma fibra é definido em [3] como:

$$\alpha_{RS}(\nu_k) = (0.63 + K_R \Delta n) \left(\frac{1000 \text{ nm}}{\lambda \text{ (nm)}} \right)^4 \quad (A. 9)$$

O primeiro termo (0,63 dB/km) é a perda devido ao espalhamento para uma fibra pura de sílica no comprimento de onda de 1000 nm, o segundo termo considera a dependência material e geométrica. A constante de Rayleigh, K_R , geralmente é igual a 70 dB/km para fibra dopada com germânio e aproximadamente 150 dB/km para fibra dopada com alumínio. A diferença de índice Δn pode ser derivada da abertura numérica, NA, como:

$$\Delta n = \frac{NA^2}{2 \cdot n_o}$$

De acordo com as equações (A. 3)-(A. 6), a equação que define a densidade populacional no nível 2, eq. (2. 8), foi modificada para se levar em consideração as potências refletidas no cálculo de $\overline{n_2}$.

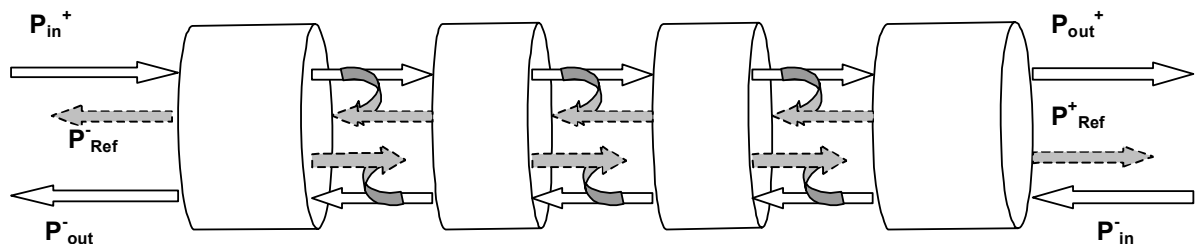


Figura A. 1 – Esquema descrevendo as potências refletidas devido ao espalhamento Rayleigh.

A.1.2 Espalhamento duplo de Rayleigh

O espalhamento duplo de Rayleigh acontece quando uma parte do sinal refletido é espalhado novamente e este é reacoplado na direção de propagação do sinal original. Isto é um problema porque são criados caminhos de comprimentos diferentes aos quais o sinal propaga-se. Este efeito é considerado com a mudança das equações (A. 4) e (A. 6).

$$\frac{dP_{refk}^-}{dz} = -(\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k \cdot P_{refk}^-(z) + \sigma_a(\nu_k) \cdot \overline{n_1} \cdot \Gamma_k \cdot P_{refk}^-(z) + (\alpha_{RS}(\nu_k) + \alpha_{EL}) \cdot P_{refk}^-(z) - C \cdot \alpha_{RS}(\nu_k) \cdot (P_k^+ + P_{refk}^+) \quad (A. 10)$$

$$\frac{dP_{refk}^+}{dz} = (\sigma_e(\nu_k) + \sigma_a(\nu_k)) \cdot \overline{n_2} \cdot \Gamma_k \cdot P_{refk}^+(z) - \sigma_a(\nu_k) \cdot \overline{n_1} \cdot \Gamma_k \cdot P_{refk}^+(z) - (\alpha_{RS}(\nu_k) + \alpha_{EL}) \cdot P_{refk}^+(z) + C \cdot \alpha_{RS}(\nu_k) \cdot (P_k^- + P_{refk}^-) \quad (A. 11)$$

A degradação do desempenho causado por este espalhamento pode ser visto em [2] e [3].

A.2 Efeitos de interação Er^{3+} - Er^{3+}

Até este ponto, somente as transições radiativas e não radiativas de íons isolados foram considerados. Entretanto, quando a concentração de íons aumenta acima de um certo valor, a interação entre íons acontece e pode causar degradação da eficiência do amplificador. A troca de energia entre íons próximos também é conhecida *Concentration Quenching*.

A.2.1 Conversão ascendente cooperativa

Uma dos principais efeitos de interação entre íons é o efeito de conversão ascendente cooperativa (HUC), mostrado na Figura A. 2. Inicialmente, dois íons são energizados e atingem o nível meta-estável ($^4I_{13/2}$). Neste momento, a energia é transferida de forma não radiativa de um íon (doador), o qual decai para o nível 1, e o íon que recebeu a energia (aceitador) eleva sua energia para os níveis superiores. Esta transferência de energia resulta em um íon desenergizado e um íon aceitador no nível $^4I_{9/2}$, o qual tem uma relaxação e decai para o nível $^4I_{11/2}$ em alguns nano segundos. Deste ponto o mais provável é que este caia para o nível meta-estável, mas um íon entre 1000 decai para o nível 1 e emite um fóton em 980 nm. O resultado geral é que os dois íons energizados tornam-se um íon energizado e a eficiência quântica é reduzida. Portanto, há um impacto negativo no desempenho dos amplificadores.



Figura A. 2 – Conversão ascendente cooperativa

A conversão ascendente cooperativa torna-se mais forte a medida em que a distância entre os íons diminui, isto é, com o aumento da concentração de íons. Dependendo da fibra, este efeito pode se tornar significativo quando a concentração é maior que 1000 ppm.

Considerando que as populações no nível $^4I_{9/2}$ e $^4I_{11/2}$ são desprezíveis, e os íons são independentes, isto é, se um íon é energizado ao nível $I_{13/2}$ isto não significa que um íon próximo a este também seja energizado ao nível $I_{13/2}$.

A conversão ascendente cooperativa pode ser calculada pela redefinição da Eq. (2. 1), como mostrado em [4].

$$\frac{dn_2(r, \phi, z, t)}{dt} = \sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k \cdot P_k(z) \cdot n_1(r, \phi, z) - \frac{\sigma_e(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k \cdot P_k(z) \cdot n_2(r, \phi, z) - \frac{n_2(r, \phi, z, t)}{\tau} - \left(1 + \frac{1}{m}\right) \cdot U_c \cdot n_2(r, \phi, z, t)^2 \quad (\text{A. 12})$$

Onde m é a relação entre as transições dos níveis $^4I_{11/2} - ^4I_{15/2}$ (980nm) e as transições dos níveis $^4I_{11/2} - ^4I_{13/2}$; U_c é o coeficiente de conversão ascendente, onde U_c é independente da concentração. Em [4] os valores encontrados para m e U_c foram $1e4$ e $1e-22$ (m^3/s), respectivamente. Considerando o caso de estado estacionário, a equação de taxa torna-se

$$n_2(r, \phi, z, t) = \frac{\sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k \cdot P_k(z) \cdot n_1(r, \phi, z)}{\sum_k \frac{\sigma_a(\nu_k) + \sigma_e(\nu_k)}{h\nu_k} \cdot i_k \cdot P_k(z) + \left(1 + \frac{1}{m}\right) \cdot U_c \cdot n_2(r, \phi, z, t) + \frac{1}{\tau}} \quad (\text{A. 13})$$

A.2.2 Inhomogeneous Pair Induced Quenching

Neste efeito descrito em [5] [6], os íons de érbio existem como dois tipos diferentes: íons solitários (não interagem com outros) e íons agrupados na forma de aglomerados (clusters). Aqui foi considerado que os íons em cada *cluster* podem estar em apenas dois estados: (estado 1) todos os íons estão no nível 1 ou (estado 2) apenas um íon pode estar em um nível superior. Isto pode ser aceito já que a taxa de transferência cooperativa é assumida ser muito maior que a taxa de bombeio. Quando mais de um íon é energizado no *cluster*, esta energia é logo transferida de um íon para outro até que um único íon do *cluster* seja lançado ao nível meta-estável. Assumido que cada *cluster* tenham o mesmo tamanho e contenham o mesmo número de íons, m_k , para uma densidade de érbio, n_t , a concentração de íons em *clusters* pode ser introduzida como $n_c = m_k \cdot k \cdot n_t$, onde k é o

número relativo de clusters e $m_k \cdot k$ é a percentagem de íons em clusters. Desta forma a densidade de íons solitários é $n_s = (1 - m_k \cdot k) \cdot n_t$.

Para íons solitários a equação de taxa é

$$\frac{dn_{2S}}{dt} = \sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_{1S}(r, \phi, z) - \sum_k \frac{\sigma_e(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_{2S}(r, \phi, z) - \frac{1}{\tau} \cdot n_{2S}(r, \phi, z) \quad (\text{A. 14})$$

$$n_{1S} + n_{2S} = (1 - m_k \cdot k) \cdot n_t$$

(A. 15)

Para o caso estacionário

$$n_{2S}(r, \phi, z) = \frac{\sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot (1 - m_k \cdot k) \cdot n_t}{\sum_k \frac{\sigma_a(v_k) + \sigma_e(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) + \frac{1}{\tau}} \quad (\text{A. 16})$$

Para íons agrupados na forma de aglomerados a equação de taxa torna-se

$$\frac{dn_{2C}}{dt} = \sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot (n_{1C} - (m_k - 1) \cdot n_{2C}) - \sum_k \frac{\sigma_e(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_{2C}(r, \phi, z) - \frac{1}{\tau} \cdot n_{2C}(r, \phi, z)$$

$$\frac{dn_{2C}}{dt} = \sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot (m_k \cdot k \cdot n_t - m_k \cdot n_{2C}) - \sum_k \frac{\sigma_e(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot n_{2C}(r, \phi, z) - \frac{1}{\tau} \cdot n_{2C}(r, \phi, z)$$

$$n_{2C}(r, \phi, z) = \frac{\sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot m_k \cdot k \cdot n_t}{\sum_k \frac{\sigma_e(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) + \sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot m_k + \frac{1}{\tau}}$$

(A. 17)

Portanto a densidade de íons no nível meta-estável pode ser definido como

$$n_2(r, \phi, z, t) = n_{2S}(r, \phi, z, t) + n_{2C}(r, \phi, z, t) = \frac{\sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot (1 - m_k \cdot k) \cdot n_t}{\sum_k \frac{\sigma_a(v_k) + \sigma_e(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) + \frac{1}{\tau}} + \frac{\sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot m_k \cdot k \cdot n_t}{\sum_k \frac{\sigma_e(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) + \sum_k \frac{\sigma_a(v_k)}{h\nu_k} \cdot i_k(r, \phi) \cdot P_k(z) \cdot m_k + \frac{1}{\tau}} \quad (\text{A. 18})$$

A.3 Dependência da temperatura

Geralmente, íons terra raras (como os íons de érbio) não são considerados sensíveis a temperatura, entretanto trabalhos anteriores demonstraram que a temperatura poderia causar pequenas variações no ganho dos EDFAs. Embora estas variações sejam pequenas elas podem afetar o desempenho de sistemas óticos, como por exemplo a degradação devido ao aumento do

“ripple” no perfil de ganho do amplificador. Portanto a análise da influência da temperatura no EDFA pode ser importante em determinados sistemas.

Para estudar a influência da temperatura no EDFA, o modelo de sub-níveis gerado pelo efeito Stark deve ser usado. O sistema com três níveis usados anteriormente corresponde a um modelo simplificado para representar o sistema de níveis energéticos do érbio. Como explicado em [7], os níveis energéticos são compostos por múltiplos subníveis de energia. Apesar da desconsideração destes sub-níveis no modelo apresentado anteriormente, aquele modelo continua a ser preciso devido ao efeito de termalização [7]. Este efeito mantém a distribuição da população de íons constante dentro dos sub-níveis (distribuição de Boltzmanm), o qual eventualmente torna possível considerar os vários sub-níveis como um único nível.

Os níveis de energia inicial e terminal que produzem o ganho em um EDFA consistem de 7 e 8 sub-níveis (níveis degenerados), respectivamente [8]. Não se espera que a localização destes sub-níveis variem com a temperatura. Da mesma forma não se supõe que a localização dos sub-níveis do nível 3 tenham uma variação com a temperatura. A dependência com a temperatura encontrada em uma fibra dopada com érbio é atribuída principalmente a variação da probabilidade de ocupação de cada nível energético com a temperatura. Em um EDFA a influência da temperatura no seu ganho se dá através da influência da temperatura nos coeficientes de absorção e de ganho da fibra dopada. Portanto para representar a influência da temperatura no EDFA, o modelo necessita representar apropriadamente a influência da temperatura em $g(\lambda)$ e $\alpha(\lambda)$ (ou $\sigma_e(\lambda)$ and $\sigma_a(\lambda)$).

Wysocki [8] e Bolshtayansky [9] desenvolveram modelos que apresentavam a relação entre a temperatura e os coeficientes de ganho e absorção. Neste trabalho não foi desenvolvido nenhum destes modelos porque a variação de temperatura não causa mudanças na modelagem do amplificador desenvolvida até aqui. A variação da temperatura pode ser levada em consideração usando os mesmos modelos numéricos, entretanto deve-se entrar com novas seções de choque corrigidos (coeficientes de absorção e emissão) correspondentes a temperatura desejada na simulação. De outra forma, pode ser incluído um módulo que calcula as seções de choque em diferentes temperaturas de acordo com [8] ou [9] e estas seriam usadas nas simulações.

Referências

- [1] Fiber Optic Test and Measurement, Edited by Dennis Derickson, 1997.
- [2] P. F. Wysocki, G. Jacobovitz-Veselka, D. S. Gasper, S. Kosinski, J. Costelloe, and S. W. Granlund. “Modeling, Measurement, and a Simple Analytic Approximation for the Return Loss of Erbium-Doped Fiber Amplifiers”. IEEE Photonics Technology Letters, Volume: 7, Issue: 12, Dec. 1995.
- [3] S. L. Hansen, K. Dybdal, and C. C. Larsen. “Gain Limited in Erbium-Doped Fiber Amplifiers Due to Internal Rayleigh Backscattering”. IEEE Photonics Technology Letters, Volume 4, Issue 6, Jun. 1992.
- [4] P. Blixt, J. Nilsson, T. Carlnas, and B. Jaskorzynska. “Concentration-Dependent Upconversion in Er³⁺-Doped Fiber Amplifiers: Experiments and Modeling”. IEEE Photonics Technology Letters, Volume: 3 Issue: 11, Nov. 1991.
- [5] P. Myslink, D. Nguyen, and J. Chrostowski. “Effects of Concentration on the Performance of Erbium-Doped Fiber Amplifiers”. Journal of Lightwave Technology, volume 15, Issue 1, Jan. 1997.

- [6] Blixt, P.; Jaskorzynska, B.; Nilsson, J. "Performance reduction and design modification of erbium-doped fiber amplifiers resulting from pair-induced quenching". IEEE Photonics Technology Letters , Volume: 5 Issue: 12 , Dec 1993.
- [7] Emmanuel Desurvire. "Erbium-Doped Fiber Amplifier: Principles and Applications", John Wiley & Sons.
- [8] M. Bolshtyansky, P. F. Wysocki, N. Conti. "Model of Temperature Dependence for Gain Shape of Erbium-Doped Fiber". Journal of Lightwave Technology, volume 18, Issue 11, Dec 2000.
- [9] P. F. Wysocki, N. Conti, and D. Holcomb. "Simple Modeling Approach for the Temperature Dependence of the Gain of Erbium-Doped Fiber Amplifiers". SPIE Conference on Optical Devices for Fiber Communication, Volume 3847, 1999.

Apêndice B

Modulação de Fase Não-Linear nos Amplificadores a Fibra

B.1 Efeitos Não-Lineares em Amplificadores Óticos

Os efeitos não-lineares em amplificadores óticos dopados com érbio foram inicialmente desprezados devido ao comprimento das fibras dopadas serem da ordem de poucos metros. Com a utilização dos EDFAs para amplificação na banda L, o comprimento das fibras começaram a atingir várias dezenas de metros e começou a haver um maior interesse no estudo destes efeitos em EDFAs. Entretanto, o impacto dos efeitos não-lineares gerados nas fibras dopadas com érbio ainda não representavam uma forte limitação na transmissão dos sinais em sistemas óticos.

A partir do surgimento dos amplificadores de alta potência, YFDA e EYDFA, estes efeitos começaram a aumentar sua influência devido aos valores de potência envolvidos. Para se analisar os efeitos não-lineares nestas fibras dopadas foi feito o desenvolvimento de um modelo numérico que conseguisse representar tanto o ganho obtido pelo sinal em sua passagem pelo amplificador, como também as variações no tempo e frequência devido a atuação dos efeitos lineares e não-lineares.

A solução numérica foi dividida em duas partes para ambos amplificadores: Na primeira parte, as equações de taxa e de propagação são resolvidas e a densidade de íons nos diferentes níveis de energia são calculadas ao longo da fibra dopada. Com estas distribuições encontradas, a segunda parte da solução numérica é iniciada. Nesta etapa, a equação não-linear de Schrödinger modificada, que leva em conta ambos os efeitos de dispersão de velocidade de grupo (GVD), auto-modulação de fase (SPM), modulação cruzada de fase (XPM), mistura de quatro ondas (FWM) e espalhamento estimulado de Raman (SRS) é usada para descrever a propagação dos sinais ao longo da fibra.

A seguir são descritos os modelos numéricos utilizados na simulação dos YDFAs e EYDFAs.

B.1.1 Modelo numérico do amplificador a fibra dopada com itérbio

Como apresentado anteriormente, as equações de taxa e de propagação da fibra dopada com itérbio são resolvidas através de um método iterativo. As equações de (B.1) – (B.3) descrevem as equações de propagação para as potências de ruído gerado, para a potência dos sinais e bombeios, e finalmente para a potência dos sinais refletidos. O espalhamento de Rayleigh é considerado nas equações de propagação através da inclusão dos sinais refletidos de P^+ (co-propagante) e P^- (contra-propagante), que se propagam no sentido oposto aos sinais originais e com mesmo comprimento de onda (B.3). O espalhamento de Raman também foi considerado nestas equações, embora este efeito possa ser desprezado.

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_{ASE}^{\pm}(z, t, \nu)}{\partial z} = & \pm(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma \cdot P_{ASE}^{\pm}(z, t, \nu) \mp \sigma_a(\nu) \cdot \bar{n}_1 \cdot \Gamma \cdot P_{ASE}^{\pm}(z, t, \nu) \pm 2 \cdot h \cdot \nu \cdot \Delta \nu \cdot \sigma_e(\nu) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma \pm \\ & P_{ASE}^{\pm}(z, t, \nu) \cdot \left(\sum_{\nu < \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{K_{eff} A_{eff}} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] - \sum_{\nu > \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{K_{eff} A_{eff}} \cdot \frac{\nu}{\zeta} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] \right) \pm \\ & h \cdot \Delta \nu \cdot \sum_{\nu < \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{A_{eff}} [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] \left[1 + \left(\exp \left[\frac{h(\zeta - \nu)}{kT} \right] - 1 \right)^{-1} \right] \end{aligned} \quad (B.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P^{\pm}(z, t, \nu)}{\partial z} = & \pm(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma \cdot P^{\pm}(z, t, \nu) \mp \sigma_a(\nu) \cdot \bar{n}_1 \cdot \Gamma \cdot P^{\pm}(z, t, \nu) \mp \alpha(\nu) \cdot P^{\pm}(z, t, \nu) \pm \\ & P^{\pm}(z, t, \nu) \cdot \left(\sum_{\nu < \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{K_{eff} A_{eff}} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] - \sum_{\nu > \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{K_{eff} A_{eff}} \cdot \frac{\nu}{\zeta} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] \right) \mp \\ & 2 \cdot h \cdot \nu \cdot \Delta \nu \cdot \sum_{\nu > \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{A_{eff}} \left[1 + \left(\exp \left[\frac{h(\nu - \zeta)}{kT} \right] - 1 \right)^{-1} \right] \end{aligned} \quad (B.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu)}{\partial z} = & \pm(\sigma_e(\nu) + \sigma_a(\nu)) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma \cdot P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu) \mp \sigma_a(\nu) \cdot \bar{n}_1 \cdot \Gamma \cdot P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu) \mp \alpha(\nu) \cdot P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu) \pm \\ & \gamma(\nu) \cdot (P^{\mp}(z, t, \nu) + P_{ref}^{\mp}(z, t, \nu)) \pm P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu) \cdot \sum_{\nu < \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{K_{eff} A_{eff}} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] \mp \\ & P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu) \cdot \sum_{\nu > \zeta} \frac{g_r(\nu - \zeta)}{K_{eff} A_{eff}} \cdot \frac{\nu}{\zeta} \cdot [P^{\pm}(z, t, \zeta) + P^{\mp}(z, t, \zeta)] \pm \end{aligned} \quad (B.3)$$

Estas equações de propagação e as equações de taxa são resolvidas numericamente, obtendo-se as distribuições de potência ao longo da fibra junto com as densidades populacionais de íons nos níveis 1 e 2. Com estes parâmetros definidos, a equação não-linear de Schrödinger é utilizada para descrever a propagação dos sinais pela fibra dopada:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_i}{\partial z} + (\beta_1(\omega_i) - \beta_1(\omega_0)) \frac{\partial A_i}{\partial T} + \frac{i\beta_2(\omega_i)}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial T^2} - \frac{\beta_3(\omega_i)}{6} \frac{\partial^3 A_i}{\partial T^3} + g(\omega_i) A_i = \\ i \cdot \frac{N_2 \cdot \omega_i}{c \cdot A_{eff}} \left[1 \sum_{k=1}^N |A_k|^2 - |A_i|^2 + \sum_{\omega_i < \omega_k} \frac{g_r(\omega_i, \omega_k)}{2 \cdot A_{eff}} |A_k|^2 - \sum_{\omega_i > \omega_k} \frac{\omega_i}{\omega_k} \cdot \frac{g_r(\omega_i, \omega_k)}{2 \cdot A_{eff}} |A_k|^2 \right] A_i \end{aligned} \quad (B.4)$$

Nesta equação, N é o número de sinais óticos na fibra, A_i é a amplitude de variação lenta, z é a coordenada longitudinal ao longo da fibra, e T é o tempo medido em um sistema de coordenadas que se move a velocidade de grupo da frequência de referência, ω_0 . A dispersão de velocidade de grupo de primeira e segunda ordem são respectivamente, β_2 e β_3 . N_2 é o coeficiente de não-linearidade da fibra, e $(\beta_1(\omega_i) - \beta_1(\omega_0))$ leva em conta o descasamento entre as velocidades de grupo dos sinais envolvidos. O coeficiente de ganho, g, neste caso é dado por

$$g(\omega_i) = \left((\sigma_e(\omega_i) + \sigma_a(\omega_i)) \cdot \bar{n}_2 \cdot \Gamma_k - \sigma_a(\omega_i) \cdot \bar{n}_1 \cdot \Gamma_k - \alpha(\omega_i) \right) \cdot 0,5 \quad (B.5)$$

A equação (B.4) é solucionada numericamente através do método da transformada de Fourier em passos divididos ("Split Step Fourier Method") [1].

B.1.2 Modelo numérico do amplificador a fibra dopada com érbio-itérbio

O modelo numérico para este amplificador apresenta o mesmo procedimento adotado com o amplificador a fibra dopada com itérbio, as equações de taxa e de propagação da fibra dopada com érbio-itérbio são resolvidas através de um método iterativo. As equações de (B.6) – (B.8) descrevem as equações de propagação para as potências de ruído gerado, para a potência dos sinais, e para a potência dos sinais refletidos.

$$\frac{\partial P_{ASE}^{\pm}(z, t, \nu)}{\partial z} = \pm(g_e(\nu) - g_a(\nu)) \cdot P_{ASE}^{\pm}(z, t, \nu) \mp \sigma_a(\nu) \cdot \overline{n_l} \cdot \Gamma_k \cdot P_{ASE}^{\pm}(z, t, \nu) \pm 2 \cdot h \cdot \nu \cdot \Delta \nu \cdot g_e(\nu) \quad (B.6)$$

$$\frac{\partial P^{\pm}(z, t, \nu)}{\partial z} = \pm(g_e(\nu) - g_a(\nu)) \cdot P^{\pm}(z, t, \nu) \mp \alpha(\nu) \cdot P^{\pm}(z, t, \nu) \quad (B.7)$$

$$\frac{\partial P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu)}{\partial z} = \pm(g_e(\nu) - g_a(\nu)) \cdot P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu) \mp \alpha(\nu) \cdot P_{ref}^{\pm}(z, t, \nu) \pm \gamma(\nu) \cdot (P^{\mp}(z, t, \nu) + P_{ref}^{\mp}(z, t, \nu)) \quad (B.8)$$

Após a resolução numérica destas equações combinadas com as equações de taxa, os resultados obtidos para a distribuição de íons nos diferentes níveis do érbio e íterbio são usadas na equação não-linear de Schrödinger, que é utilizada para descrever a propagação dos sinais pela fibra dopada. Neste caso o ganho, g , é dado por

$$g(\omega_i) = ((g_e(\omega_i) - g_a(\omega_i)) - \alpha(\nu)) \cdot 0,5 \quad (B.9)$$

A equação não-linear para a fibra EYDF é solucionada numericamente através do método da transformada de Fourier em passos divididos ("Split Step Fourier Method") [1].

Referências

[1] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics", 2nd. Ed., NY, Academic Press, 1995.

Apêndice C

Desenvolvimento de uma Ferramenta para Simulação de EDFAs Integrado com Controle de Transientes

C.1 Introdução

Como já foi descrito nos capítulos anteriores, um dos principais problemas em redes dinâmicas é o aparecimento de transientes de potência causado pela retirada e inserção de canais no sistema, ou também causados por falhas no sistema. Vários estudos foram feitos para se criar métodos para proteger o sistema amplificado, ou pelo menos torná-lo mais robusto, contra os transientes de potência em possíveis variações do número de canais no sistema. Dois destes métodos de controle de transientes mais usados são: o esquema de *gain clamping* [1][2][3], usando um caminho de realimentação totalmente óptico, e o método de controle de bombeio, usando um caminho de realimentação óptico-elétrico [4][5].

Estes métodos e suas variantes foram desenvolvidos neste trabalho, através da modelagem do amplificador e dos sistemas de controle, usando o software MATLAB[®] para programar todos os algoritmos utilizados nas simulações. Um problema verificado na utilização dos programas desenvolvidos em MATLAB[®] é que, embora sejam fáceis de serem utilizados na sua forma original, uma eventual necessidade de fazer mudanças na configuração do sistema (como por exemplo, mudar a configuração do bombeio ou criar um amplificador de dois estágios) pode gerar uma certa quantidade de trabalho em programação, além de necessitar de um maior conhecimento dos modelos numéricos.

O objetivo aqui é ser capaz de projetar através de uma ferramenta de simulação estes métodos de controle de transientes e suas variações de uma forma simples sem a necessidade de executar tarefas mais complexas de programação. Embora vários estudos tenham produzido algoritmos analíticos e numéricos para simular ambos os métodos de controle, a intenção aqui é ter uma forma a mais genérica possível e que permita a simulação de diferentes configurações sem que haja a necessidade de um profundo conhecimento dos modelos numéricos. Esta ferramenta ajudaria a análise e otimização de projetos de amplificadores ópticos a fibra para ambos domínios de simulação estático e dinâmico, incluindo a influência de outros componentes e suas características, tais como isoladores, acopladores e filtros. Esta ferramenta foi desenvolvida no software comercial chamado OptiSystem, no qual foram feitas modificações para permitir a possibilidade de simulações *time-driven* em múltiplos comprimentos de onda. Aqui será apresentado algumas simulações de EDFAs com métodos de controle de transientes no ambiente desenvolvido no software OptiSystem.

C.2 Simulação dos EDFAs com Controle de Transientes

Todos os amplificadores com controle de transientes simulados até esta seção foram modelados e implementados através de programas feitos no MATLAB®. O código apresentado abaixo, mostra o arquivo principal de um exemplo com um sistema de 16 canais propagando-se por uma sequência de 10 amplificadores a fibra dopada com érbio, sendo que cada amplificador possui um sistema de controle de transientes baseado no controle da potência de bombeio contra-propagante.

```
clear;
global equaliz

Ls1      = (1540:1.6:1564)*1e-9;           % Comprimento de onda do sinal
[m]
Lp       = 980e-9;                         % Comprimento de onda de bombeio
[m]

Pp0      = 1e-3 * 10.^(18.5/10);           % Potência de bombeio [W]
Ps1      = 1e-3 * 10.^(-15 * ones(1,length(Ls1))/10); % Potência dos sinais [W]

Power1   = [1e-100; Ps1'];                % Potência de bomb/sinal na
entrada 1
Power2   = [Pp0; 1e-100*ones(length(Ls1),1)]; % Potência de bomb/sinal na
entrada 2

dt       = 0.05e-6;                       % Passo no tempo
Time     = 0:dt:150e-6;                   % Janela no tempo

PowerTime1 = Power1 * ones(1,length(Time));
PowerTime2 = Power2 * ones(1,length(Time));

NAmp     = 10;                            % Número de amplificadores no
enlace

for i=1:length(Time),
    signal(i) = 1;
    if((Time(i)>50e-6))                    % Momento em que os sinais são
retirados
        signal(i) = 0;
    else
        pos      = i;
    end
end;

for inc=3:2:17,
    PowerTime1(inc,:) = Power1(inc) * signal;
end;

FiberLength = 8.5;                        % Comprimento da fibra dopada

proportional = [5.632446e+000] *ones(1, NAmp); % Coeficientes do controlador
derivative   = [1.291866e-004] *ones(1, NAmp);

% Os sinais são amplificados pelo primeiro amplificador com controle de transientes

Output1 = EDFA_Time_controlled( PowerTime1, PowerTime2, Time, [Lp; Ls1'],
FiberLength, pos-65, proportional(1), derivative(1));

clear PowerTime1

% Na saída do amplificador os sinais são equalizados

HFFn     = interp1([Lp; Ls1'],equaliz,Output1.Lambda,'linear',0.1);

nSize    = length(Output1.Lambda);
```

```

nSize2      = length([Lp; Ls1']);

for i=1:nSize,
    Output1.For(i+nSize2,:) = HFFn(i)*Output1.Noise(i,:)/2;
end;

for i=1:nSize2,
    Output1.For(i,:) = equaliz(i)*Output1.For(i,:);
end;

% Os sinais e ruído são reagrupados para serem lançados no próximo EDFA

Forward = Output1.For;
Lambda  = [Lp; Ls1'; Output1.Lambda];

save Output1c.mat Output1
clear Output1

% O procedimento é repetido até atingir o último amplificador

for ina = 2:NAMP,
    eval(['Output' num2str(ina) ' = EDFA_Time_Controlled( Forward*exp(-0.2303*16),
[PowerTime2; zeros(nSize,length(Time))],Time, Lambda,FiberLength, pos-5,
proportional(ina), derivative(ina));']);

    for i=1:length(Lambda),
        eval(['Output' num2str(ina) '.For(i,:) = equaliz(i)*Output' num2str(ina)
'.For(i,:);']);
    end;

    for i=1:nSize,
        eval(['Output' num2str(ina) '.For(i+nSize2,:) = HFFn(i)*( Output'
num2str(ina) '.Noise(i,:)/2 + Output' num2str(ina) '.For(i+nSize2,:) );']);
    end;

    eval(['Forward = Output' num2str(ina) '.For;']);

    eval(['save Outputc' num2str(ina) '.mat Output' num2str(ina) '; clear
Output']);
end;

```

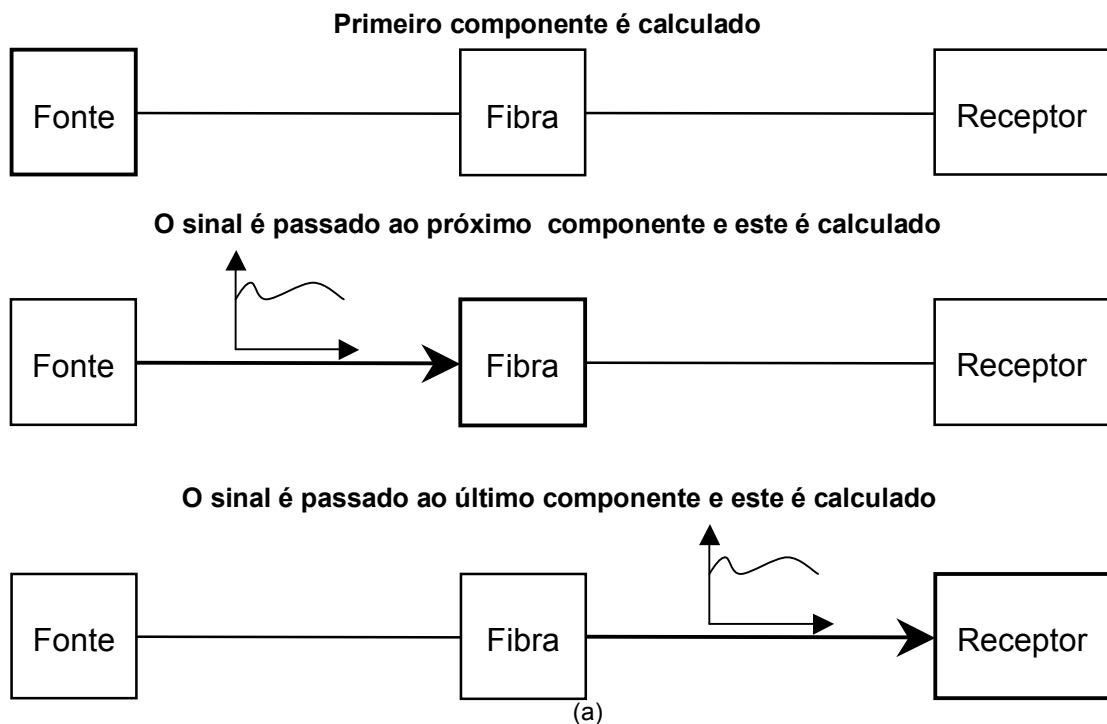
O controlador foi implementado dentro da rotina de cálculo do EDFA através de funções que representam todos os componentes utilizados no enlace de controle. Desta forma torna-se possível a simulação do sistema WDM com EDFAs controlados. Entretanto, se houver necessidade de modificação no método de controle (como a utilização de um método de controle totalmente ótico) ou mesmo a utilização de diferentes métodos de monitoramento, isto ocasionaria a necessidade de remodelamento de boa parte do código do EDFA.

A partir disto, foi pensado na possibilidade de se implementar um meio de simulação de EDFAs com sistemas de controle de forma a facilitar a simulação e aumentar a flexibilidade dos projetos. Para isto foi utilizado como base o software comercial OptiSystem. OptiSystem é um software de simulação de sistemas óticos no domínio do tempo ou frequência, que utiliza sua biblioteca de componentes óticos e elétricos.

Inicialmente, com o OptiSystem era possível simular o aparecimento dos transientes de potência nos EDFAs, mas a implementação de sistemas de controle não era possível devido a limitações no modelo dos EDFAs, bem como a necessidade de se criar componentes com a capacidade de fazer o processamento do sinal amostra por amostra (*time-driven*). Sem estes fatores, o software é capaz

apenas de reproduzir a resposta de estado estacionário do sistema antes e depois do evento ocorrer, perdendo assim a descrição da dinâmica do controle do transiente de potência.

Devido ao software OptiSystem passar os sinais entre componentes através de blocos, houve a necessidade de se criar um novo tipo de sinal, que se chamou “individual samples”. Este tipo de sinal possibilita a simulação de sistemas WDM através do uso de múltiplas bandas para os sinais óticos. Sendo que cada banda apresenta a mesma taxa de amostragem e mesma janela de tempo, mas possuem diferentes frequências centrais (time-driven com múltiplos comprimentos de onda). Na Figura C.1 é mostrada uma descrição simplificada destes dois métodos de interação entre os componentes. No método em bloco, o sinal é totalmente calculado no componente “fonte” e ao final do cálculo, este sinal é repassado ao próximo componente (Fibra). Após calcular a propagação do sinal pela fibra, o sinal é repassado ao próximo componente e este é processado pelo “receptor”. No segundo método, Figura C.1.b, inicialmente a fonte calcula a primeira amostra, e esta é repassada à fibra. Em um segundo momento, tanto a fonte como a fibra executam cálculos, e as amostras são repassadas aos próximos componentes. Estes cálculos continuam até que todo sinal gerado seja processado no receptor.



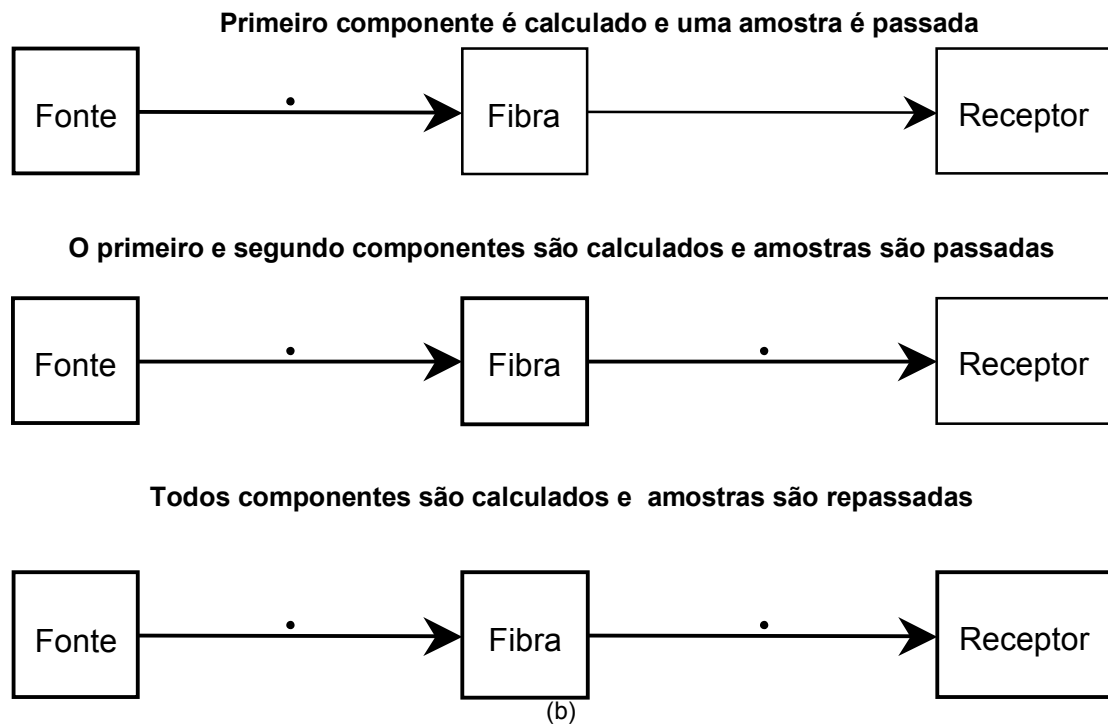


Figura C.1 – Descrição simplificada da interação entre os componentes do sistema. (a) Comunicação em blocos e (b) comunicação amostra por amostra.

Uma vez implementado este novo tipo de sinal, a próxima etapa executada foi a adaptação dos componentes já existentes no software para que estes fossem capazes de processar este novo sinal. Boa parte dos componentes óticos, e dos componentes elétricos, receberam uma função de cálculo capaz de processar os sinais “single sampled” quando estes fossem detectados em sua porta de entrada.

Uma vez finalizada esta etapa, o software já é capaz de simular um enlace de realimentação e com isto o enlace de controle já poderia ser implementado. Entretanto, o fato de ser possível fechar um enlace de realimentação não significa que o sistema de controle de transientes pode ser realizado de forma a reproduzir a resposta correta. O modelo numérico da fibra dopada necessita ser mudado para lidar com o processamento amostra por amostra em múltiplos comprimentos de onda, já que para isto o componente que necessita manter uma memória de seu estado anterior e a sua resposta em $t = n \cdot \Delta T$ (onde n é o número inteiro e ΔT é o passo no tempo) depende da distribuição da inversão de íons e da distribuição de potência ao longo da fibra dopada que foram geradas pelas entradas anteriores a $t = n \cdot \Delta T$. Estas modificações foram feitas para permitir a simulação de enlaces de realimentação, sistemas de controle e sinais *time-driven* em múltiplos comprimentos de onda.

C.3 O projeto de EDFAs com Controle de Transientes

Após realizar mudanças em diversos componentes, contidos nas bibliotecas de componentes do software OptiSystem, para ser possível a simulação de controladores de transientes, alguns esquemas de controle foram projetados e simulados utilizando-se exclusivamente o software

OptiSystem 5.0. Nas próximas seções serão demonstradas dois dos principais esquemas: *gain clamping* e controle do bombeio.

Em todos os exemplos simulados aqui, foi utilizado um sistema WDM com 16 canais. A retirada e inserção de 8 canais foi simulada através da modulação do sinal óptico por uma onda quadrada de baixa frequência (< 10 KHz). A configuração do transmissor e a forma de onda na saída do modulador óptico são mostrados na Figura C.2. Neste caso, oito canais são retirados em $t = 1.0$ ms e voltam ao sistema em $t = 3.0$ ms (o tempo de retirada e inserção dos canais foram mudados em alguns exemplos). A potência de entrada de cada sinal é -15 dBm ($31.6 \mu\text{W}$) e os sinais modulados e “sobreviventes” são intercalados com um espaçamento entre canais de 1.6 nm e ocupando um banda total de aproximadamente 24 nm (de 1540 nm à 1564 nm). A taxa de amostragem usada para os sinais foi o suficiente para poder se considerar o atraso devido ao enlace de realimentação nas simulações.

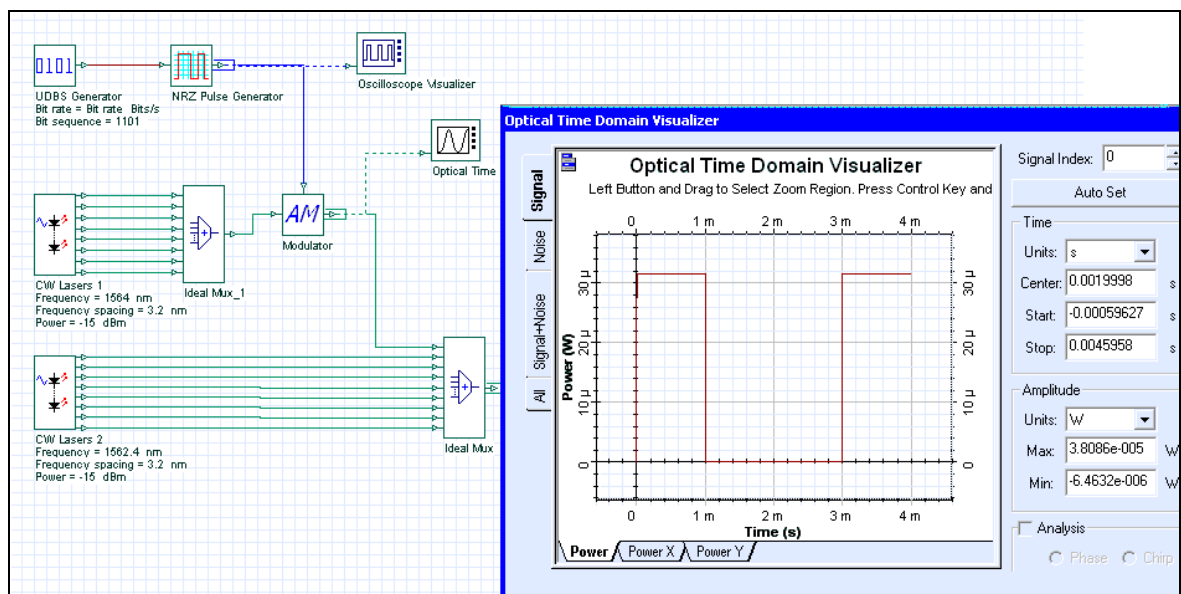


Figura C.2 – Configuração do transmissor com 16 canais, onde 8 canais são modulados para representar a retirada e inserção de canais do sistema. Um dos sinais ópticos modulados é mostrado no visualizador.

Primeiro foi simulado um sistema contendo apenas um EDFA sem o controle de transientes, a configuração do EDFA é mostrada na Figura C.3.a. O amplificador havia sido projetado para fornecer um ganho para cada canal de aproximadamente 18 dB e o filtro de equalização mantém a diferença de ganho entre os canais menor que 0.2 dB. Desta forma a potência de saída em estado estacionário para cada canal é de aproximadamente 3 dBm. A resposta de um dos canais “sobreviventes” a retirada e inserção de canais é mostrada na Figura C.3.b. Pode ser visto que a excursão de potência atinge valores maiores que 2 dB para este canal.

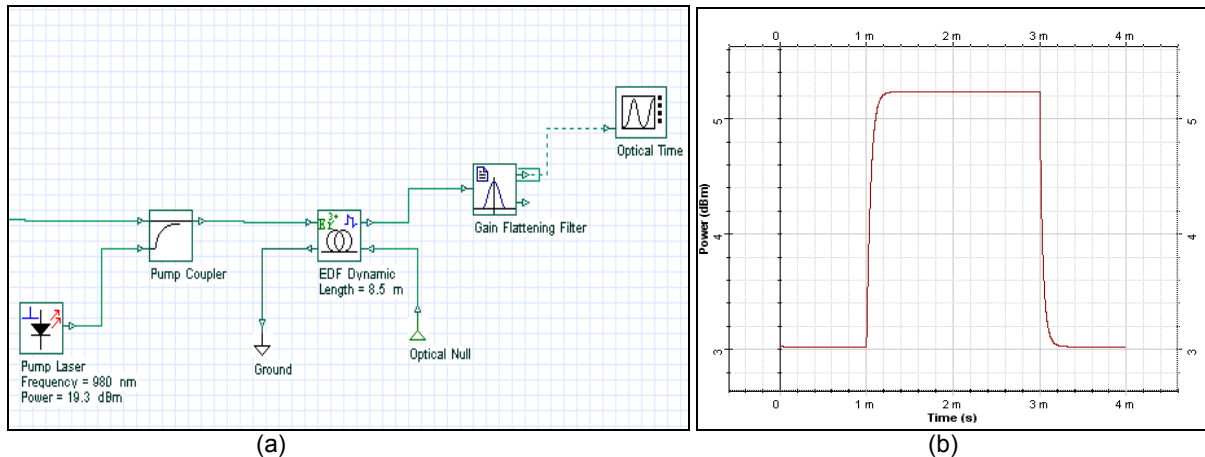


Figura C.3 – (a) Configuração do EDFA sem controle de transientes e (b) a evolução da potência na saída do amplificador para um dos canais “sobreviventes”

Nas próximas seções serão mostradas alguns esquemas de controle que podem ser projetados usando-se a ferramenta desenvolvida no OptiSystem de forma a minimizar a excursão de potência vista na Figura C.3.b.

C.3.1 Gain clamping

Há duas configurações básicas para o EDFA *gain clamping* [2]. Na primeira configuração, uma estrutura tipo laser Fabry-Perot é utilizada com dois refletores passa banda nos terminais de entrada e de saída do amplificador. O comprimento de onda de *lasing* é determinado pelo comprimento de onda central dos refletores. A perda na cavidade do laser é determinada pela reflexão de pico de cada refletor e pelas perdas que ocorrem entre os dois refletores. Um exemplo desta configuração pode ser visto na Figura C.4.

Nesta configuração aparecem dois componentes que foram criados exclusivamente para permitir a conversão de sinais em bloco para o modo amostra por amostra e o inverso: *Convert to samples* e *Convert from samples*, que embora não ocasionem qualquer mudança nos valores dos sinais do sistema, estes permitem a continuação da simulação em um outro domínio (*multiwavelength time-driven*) e consequentemente as simulações com controle de transientes. O componente *Convert to samples* recebe o bloco de sinais ópticos que está chegando e o transforma em conjuntos de amostra individuais que são passadas adiante amostra por amostra no correspondente passo de tempo. O outro componente é o *Convert from samples*, que tem uma função oposta: recebe as amostras individuais de cada canal, monta os canais novamente e os envia adiante de forma a continuar a simulação. Os componentes *Optical delay* também são utilizados para introduzir atrasos de uma amostra ou mais aos sinais simulados.

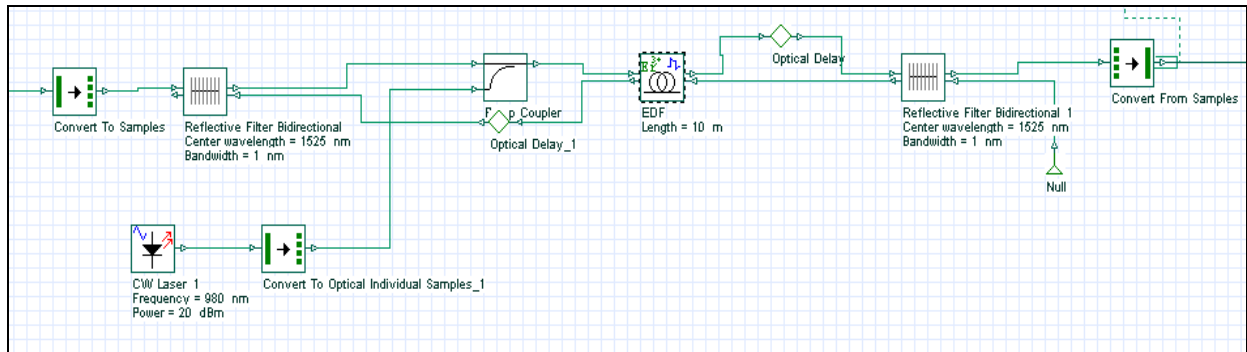


Figura C.4 – EDFA com um esquema gain-clamping na configuração Fabry-Perot.

A simulação foi feita com a retirada de canais e inserção de 8 canais em 1 ms e 3 ms, respectivamente. Aqui o EDFA foi projetado, através da variação do índice reflexão dos refletores nas pontas do EDFA, para fornecer o ganho médio de aproximadamente 18 dB para cada canal. Os resultados da simulação para o canal “sobrevivente” no comprimento de onda de 1540.3 nm pode ser visto no visualizador óptico mostrado na Figura C.5. As oscilações estão presentes exatamente nos pontos onde os canais são inseridos e retirados do sistema com pode ser visto, e a amplitude máxima atingida é menor que 0.25 dB e ocorre quando os canais são retirados do sistema.

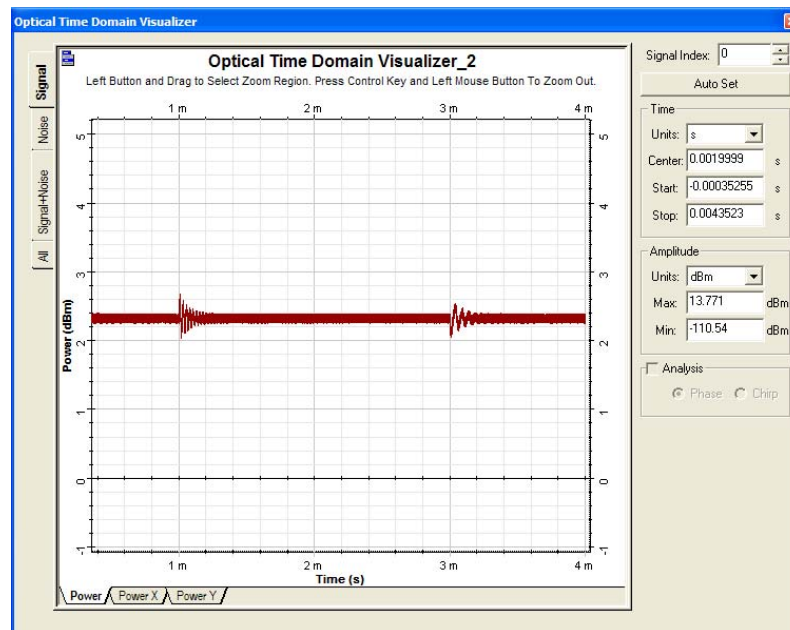


Figura C.5 – Canal sobrevivente em 1540.3 nm após o EDFA controlado com uma configuração Fabry-Perot.

Em uma segunda configuração, uma estrutura laser em anel foi projetada. Neste caso, parte do sinal e ASE é acoplada após o terminal de saída do amplificador a um enlace de realimentação, e lançado novamente na entrada do amplificador. No enlace de realimentação, os sinais (incluindo a ASE) são filtrados e atenuados para controlar as condições de *lasing* do anel. A Figura C.6 mostra a configuração do amplificador controlado com o enlace de realimentação contendo o filtro óptico passa-banda e um atenuador.

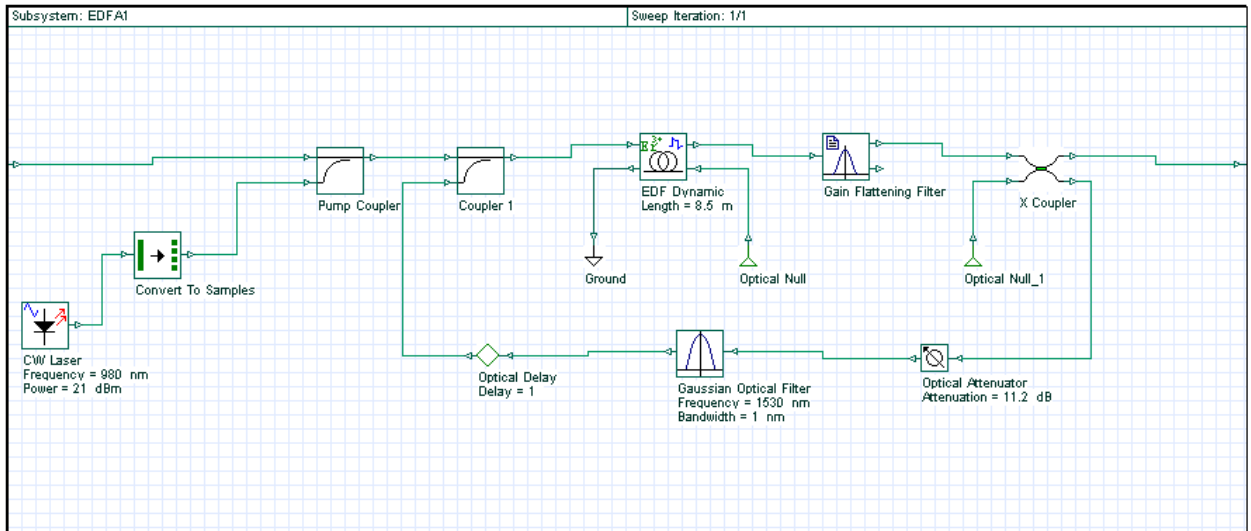


Figura C.6 – EDFA com controle em uma configuração laser em anel.

A mesma simulação de retirada e inserção de canais foi feita para esta configuração de EDFA controlado. O EDFA foi projetado para apresentar um ganho médio de 17 dB por canal. A Figura C.7 apresenta 2 canais “sobreviventes” na saída do amplificador controlado. Pode ser visto na figura as oscilações causadas pela retirada e inserção dos canais, e é possível se notar que as oscilações que ocorrem com a retirada dos canais apresentam uma amplitude maior e tem uma maior frequência do que as oscilações devido a inserção dos canais.

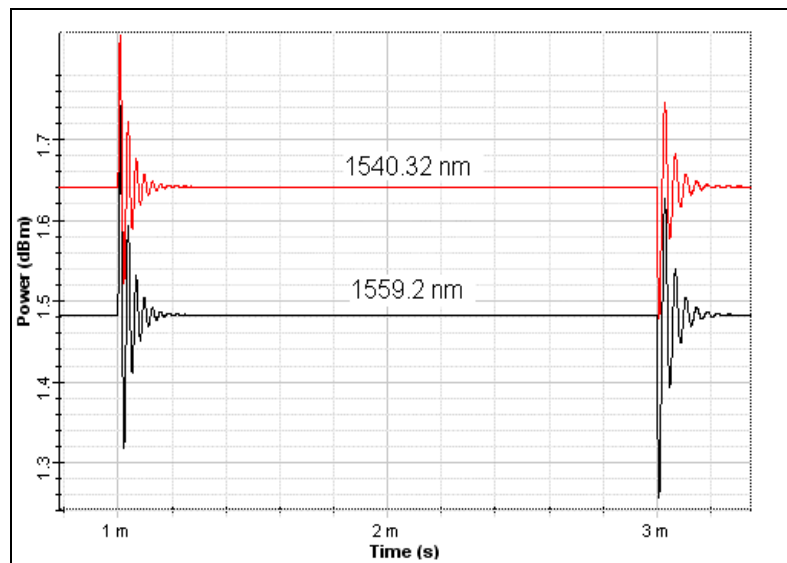


Figura C.7 – Potência dos sinais de saída de dois canais sobreviventes.

Para completar as simulações usando o esquema de laser em anel projetado anteriormente, um novo sistema foi projetado para simular uma pequena sequência de EDFAs e assim visualizar como este método de controle funcionaria com transientes de potência mais rápidos. Neste caso, os transmissores são os mesmos utilizados anteriormente e o projeto do EDFA é o mesmo apresentado na Figura C.6. O sistema consiste de 4 enlaces com 4 amplificadores intercalados por atenuadores, que representam as perdas devido aos enlaces de fibra óptica. Após cada atenuador um filtro óptico é introduzido para eliminar parte da ASE gerada, que está se propagando junto com os sinais e evitar assim que o ganho dos amplificadores seja afetado devido a um desequilíbrio causado pelo aumento

da potência de entrada. O valor das perdas causadas por cada atenuador compensa o ganho obtido em cada amplificador e desta forma tenta-se manter a potência dos canais na entrada de cada amplificador aproximadamente igual ao longo do sistema.

A Figura C.8 mostra a configuração do sistema projetado. O conjunto de componentes que forma o amplificador (ver Figura C.6) foi agrupado e gerou-se então um subsistema para cada amplificador (EDFA1, EDFA2, EDFA3, EDFA4), o que facilita a visualização de todo projeto do sistema WDM.

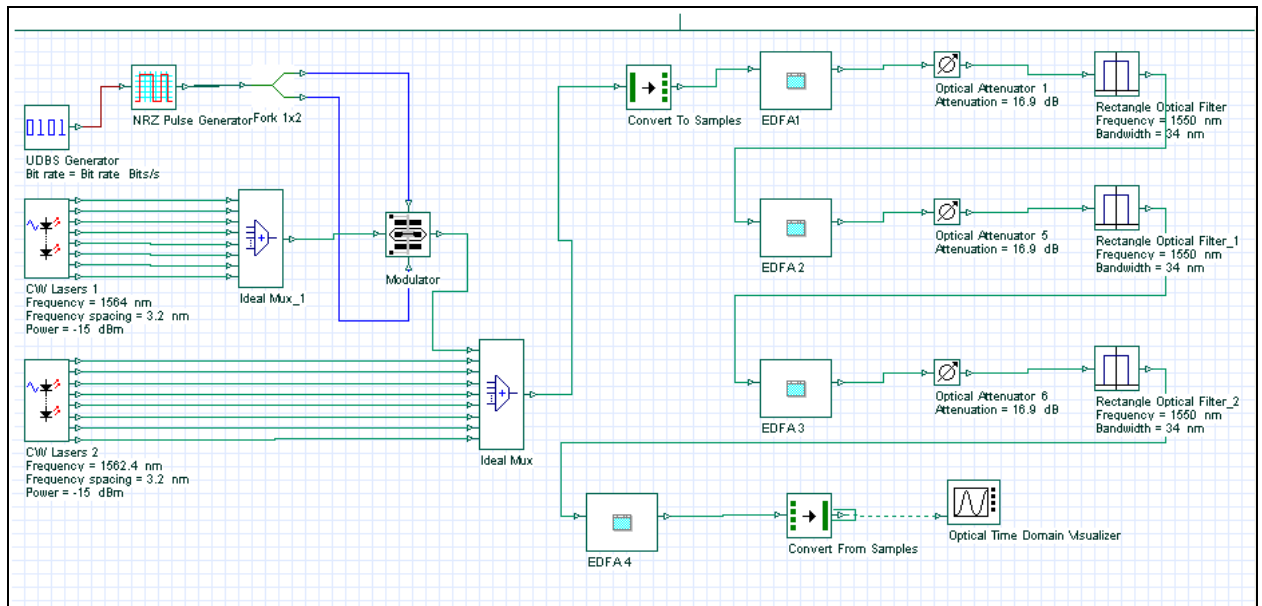


Figura C.8 - Sistema com 4 amplificadores com controle em cascata

Os resultados obtidos nas simulações para o canal “sobrevivente” em 1540.3 nm é mostrado na Figura C.9. Como pode ser visto, após o primeiro EDFA a máxima excursão de potência das oscilações causadas pela retirada dos canais é menor que 0,25 dB. Após o segundo EDFA os transientes aumentam e o pico da excursão chega a atingir aproximadamente 0,75 dB. A amplitude dos transientes continua aumentando com o número de amplificadores e chega a alcançar aproximadamente 1 dB após o terceiro amplificador e ultrapassa 1,2 dB após o último EDFA. Através da figura também pode ser visto que o nível médio de potência de saída do sinal está diminuindo com o aumento do número de amplificadores, isto se deve basicamente ao aumento da ASE após cada amplificador provocando uma diminuição do ganho dos canais no próximo amplificador.

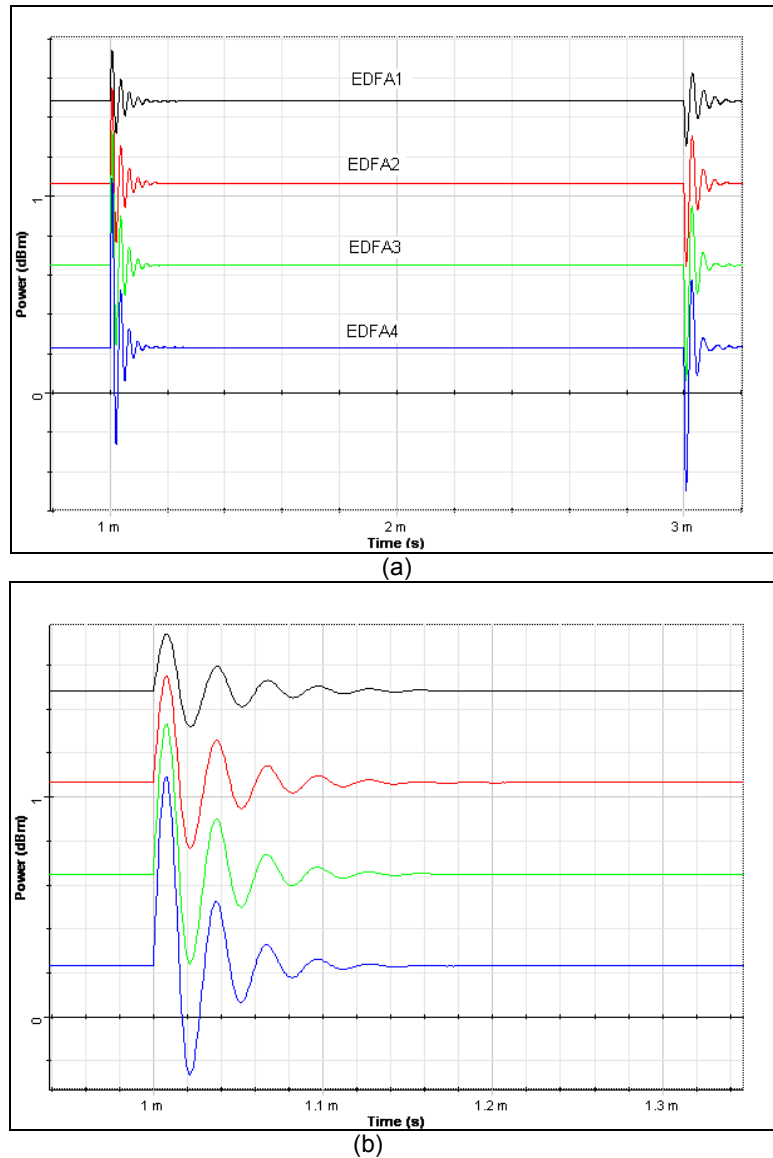


Figura C.9 - (a) Transientes de potência do canal “sobrevivente” em 1540.3 nm após cada amplificador do sistema. (b) Ampliação da figura a na região onde ocorre a retirada dos canais.

As simulações apresentadas até aqui estão em concordância com resultados presentes na literatura. As simulações não estão limitadas a estas configurações de EDFAs; variações aos esquemas de controle apresentados anteriormente podem ser introduzidas. Como por exemplo, aqui foi feita apenas simulações em amplificadores com um estágio de amplificação, entretanto é possível simular amplificadores de N estágios e com controle totalmente óptico, como pode ser visto na configuração mostrada na Figura C.10.

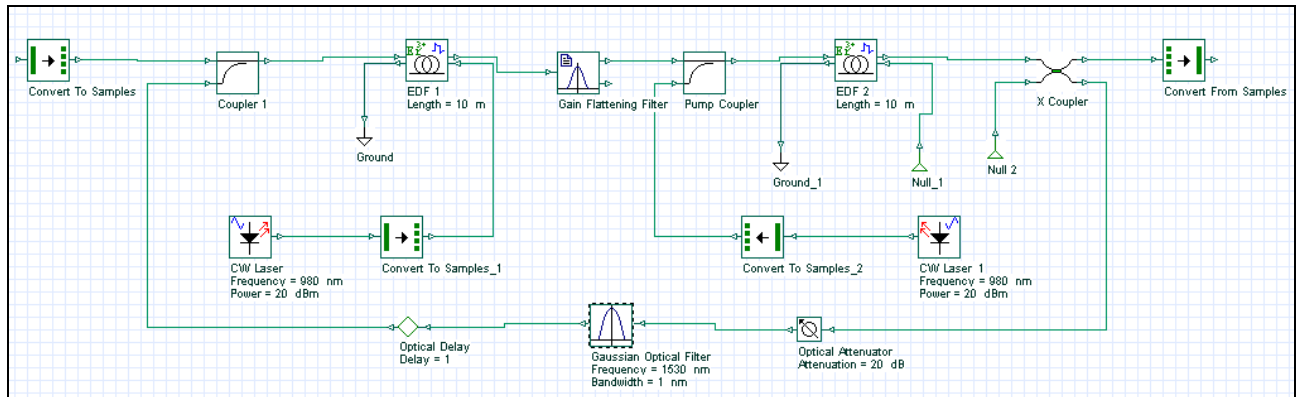


Figura C.10 – Amplificador EDFA de 2 estágios com controle totalmente ótico.

C.3.2 Controle de bombeio

Outro importante esquema de controle comumente usado nos amplificadores ópticos é o controle de bombeio. Basicamente, as variações nos sinais de saída são evitadas através da variação da potência de bombeio de forma a compensar o aumento ou diminuição da potência de entrada do amplificador. O que pode diferenciar neste esquema de controle é qual variável do sistema vai ser monitorada de forma a controlar a potência de bombeio: entre as opções estão as potências de entrada ou saída dos sinais, a potência ASE que pode ser *forward* ou *backward*, além da relação da potência de bombeio entre a entrada e a saída do amplificador.

Aqui foi utilizado o monitoramento dos sinais para se controlar o bombeio do amplificador. O sistema projetado é mostrado na Figura C.11. A parte do transmissor é a mesma utilizada no esquema de laser em anel, bem como a fibra dopada com érbio. Após o filtro utilizado para a equalização dos canais na saída do amplificador, um acoplador é usado para separar parte da potência dos sinais e encaminha-los ao enlace de controle. Ali os sinais passam por um filtro que seleciona a parte do espectro que vai ser monitorada.

Após o sinal óptico ser convertido em elétrico pelo fotodetector, o sinal passa pelo controlador PD que produzirá, de acordo com os coeficientes proporcional e diferencial, um sinal elétrico que será usado pelo *driver* do laser de bombeio de forma a variar a potência de saída do laser. Este laser de bombeio controlado foi criado de forma que possa se entrar a relação característica entre a corrente de entrada e a potência de saída do laser. Neste exemplo, foi utilizado os coeficientes de controle encontrados no capítulo 4, embora o sistema apresente algumas diferenças em relação ao sistema do capítulo 4, o objetivo aqui é apenas demonstrar a atuação do controle e não a otimização deste.

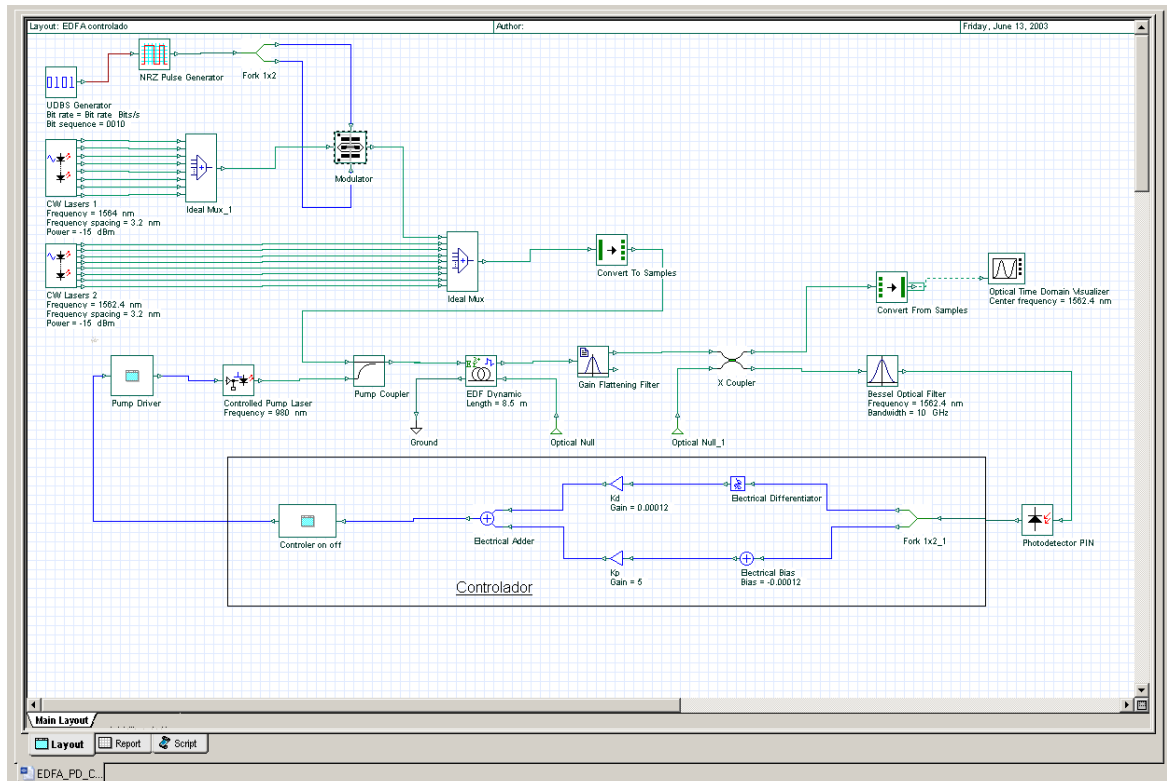


Figura C.11 – Configuração do sistema com EDFA controlado pela potência de bombeio.

Neste sistema os canais são retirados em $t = 400$ us e são inseridos de volta em $t = 600$ us. A Figura C.12 mostra alguns dos resultados encontrados na simulação do sistema acima. O sinal de saída de um canal “sobrevivente” é mostrado na Figura C.12.a. Pode ser visto que a máxima excursão de potência do sinal é aproximadamente 0,25 dB e o tempo de vida do transiente é menor que 100 us tanto para retirada quanto para a inserção dos canais. Na Figura C.12.b é mostrada a evolução da potência de bombeio na entrada do amplificador. A potência do laser de bombeio começa a variar quando os canais são inicialmente retirados e só volta ao seu valor original em $t = 700$ us quando os sinais já estão de volta ao sistema. A variação da potência de bombeio chegou a ser maior que 3 dB durante estes transientes de potência.

Estes resultados obtidos usando o software OptiSystem foram semelhantes aos obtidos quando todo o sistema foi modelado utilizando-se os programas feitos em MATLAB[®]. Desta forma, aproveitando-se do conhecimento gerado pelos programas desenvolvidos e mostrados nos capítulos anteriores conseguiu-se implementar um ambiente de simulação com a capacidade de representar a resposta dinâmica dos EDFAs controlados.

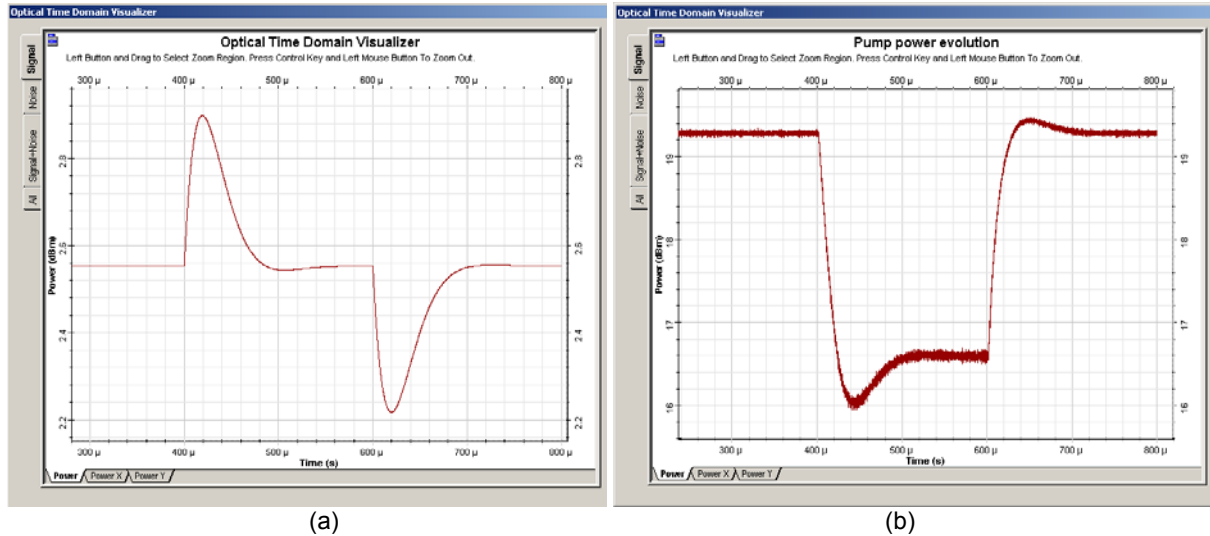


Figura C.12 – (a) Potência de saída de um canal “sobrevivente” e (b) evolução da potência de bombeio durante os transientes de potência.

Outras configurações de controle de bombeio podem ser realizadas, como por exemplo, utilizar o monitoramento da relação de potência de bombeio na entrada e saída da fibra dopada ou configurações de EDFAs com mais de um estágio. Alguns detalhes ainda estão em desenvolvimento para possibilitar a utilização desta ferramenta no maior número possível de configurações.

Referências

- [1] A. K. Srivastava, Y. Sun, J. L. Zyskind. “EDFA transient response to channel loss in WDM transmission system”, IEEE Photonics Technology Letters, Volume 9, No. 3, March 1997, pp. 386-388.
- [2] A. Yu and M. J. Mahony. “Design and Modeling of Laser-Controlled Erbium-Doped Fiber Amplifiers”. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 3, Issue: 4, Aug. 1997 pp.1013 – 1018.
- [3] A. Bononi, and L. A. Rusch. “Doped-Fiber Amplifier Dynamics: A System Perspective”. Journal of Lightwave Technology, volume 16, Issue 5, May 1998.
- [4] K. Motoshima, L.M. Leba, D.N. Chen, M. M. Downs, T. Li, E. Desurvire. “Dynamic compensation of transient gain saturation in erbium-doped fiber amplifiers by pump feedback control”. IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 5, Issue: 12, Dec. 1993, pp. 1423 – 1426.
- [5] M. Karasek, J. C. Van Der Plaats. “Protection of surviving channels in a cascade of pump-loss controlled gain-locked EDFAs”. International Journal of Optoelectronics, Vol. 12, No. 3, 105-112, 1998.
- [6] Emmanuel Desurvire. “Erbium-Doped Fiber Amplifier: Principles and Applications”, John Wiley & Sons.
- [7] Y. Sun, J. L. Zyskind, A. K. Srivastava. “Average inversion level, modeling, and physics of erbium-doped fiber amplifiers”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 3, Issue: 4, Aug. 1997 pp. 991 – 1007.
- [8] C. Dimopoulos. “Study of dynamic phenomena in WDM optical fibre links and network based EDFAs”. PhD Thesis, University of Essex, April 2001.
- [9] C. Barnard, P. Myslinski, J. Chrostowski, and M. Kavehrad. “Analytical model for rare-earth-doped fiber amplifiers and lasers”. IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 30, Issue: 8, Aug. 1994 pp.1817 – 1830.